

В.Л. Бычков
Ф.С. Зайцев

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
И ГРАВИТАЦИОННЫХ
ЯВЛЕНИЙ**

**по методологии
механики
сплошной среды**

Второе
издание

В. Л. Бычков, Ф. С. Зайцев

**Математическое моделирование
электромагнитных и гравитационных
явлений по методологии
механики сплошной среды**

Второе издание,
расширенное и дополненное



МОСКВА – 2019

УДК 51-73+537+531.51
ББК 22.311
Б95

*Первое издание книги отмечено победой в 2018 году
на конкурсе работ МГУ имени М. В. Ломоносова,
имеющих выдающееся значение для развития науки и образования*

Авторы:

В. Л. Бычков, доктор физико-математических наук, академик РАН;
Ф. С. Зайцев, доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН

Бычков В. Л., Зайцев Ф. С.

Б95 Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды / В. Л. Бычков, Ф. С. Зайцев. – 2-е изд., расшир. и доп. – Москва : МАКС Пресс, 2019. – 640 с. : ил.

ISBN 978-5-317-06077-0

В книге известных российских учёных систематически изложен новый теоретический подход к изучению фундаментальных явлений природы с использованием гипотезы о наличии физического вакуума, или эфира, как некоторой среды, в которой развиваются все процессы. В предлагаемых вниманию исследованиях эфир представляется как некоторая однокомпонентная сплошная среда, удовлетворяющая общепринятым законам сохранения материи и количества движения. Из этих уравнений получены следствия, которым дана физическая интерпретация. Проведено сопоставление теоретических результатов с базовыми экспериментально установленными физическими законами. Показано хорошее соответствие. Раскрыты детали механизмов многих процессов, казавшихся ранее парадоксальными. Принятый в методологии математического моделирования способ обоснования модели позволяет заключить, что представленная математическая модель эфира адекватно описывает электромагнитные и гравитационные процессы.

Проанализировано, в том числе количественно, более семидесяти различных известных и новых экспериментальных фактов, которые позволяют в методологии физики как науки, обобщающей опыты, сделать вывод о наличии эфира – среды, в которой происходят все процессы.

Содержание книги основано на работах авторов, выполненных в течение последних двенадцати лет. Многие результаты публикуются впервые.

Книга предназначена для специалистов в области электродинамики, электротехники, гравитации и кинетики, а также аспирантов и студентов, интересующихся фундаментальными основами указанных научных направлений.

Данная работа уникальна с точки зрения комплексности рассмотрения проблемы и глубины её анализа.

Ключевые слова: математическое моделирование, электричество и магнетизм, гравитация, кинетика, механика сплошной среды, эфир.

УДК 51-73+537+531.51
ББК 22.311

ISBN 978-5-317-06077-0

© Бычков В. Л., Зайцев Ф. С., 2016
© Бычков В. Л., Зайцев Ф. С., с изменениями, 2019
© Оформление. ООО «МАКС Пресс», 2019

Содержание

Предисловие.....	11
Правовые вопросы	19
1. Иерархия математических моделей эфира как сплошной среды.....	20
1.1. Микроуровневая и макроуровневая модели эфира	22
1.2. Сравнение уравнений эфира с классическими уравнениями механики сплошной среды	28
1.3. Инвариантность уравнений неразрывности и движения эфира относительно преобразования Галилея	33
1.4. Плотность энергии, плотность мощности эфира. Давление эфира. Уравнение состояния эфира.....	38
2. Вывод уравнений Максвелла из уравнений эфира	46
2.1. Вывод обобщённых уравнений Максвелла – Лоренца из уравнений эфира	47
2.2. Вычисление электрического и магнитного полей	57
2.3. Векторный потенциал. Физическая интерпретация	58
2.4. Обобщённые уравнения колебаний электрического и магнитного полей	59
2.5. *Изучение вопроса об инвариантности обобщённых и классических уравнений Максвелла при преобразовании Галилея.....	64
2.5.1. Инвариантность в математическом моделировании и физике	64
2.5.2. Преобразование производных и операторов при замене переменных Галилея. Инвариантность уравнений неразрывности и движения эфира в эйлеровых переменных	71
2.5.3. Причина потери галилеевой инвариантности в обобщённых уравнениях Максвелла – неинвариантное преобразование исходных уравнений эфира. Инвариантность обобщённых уравнений Максвелла при досветовой скорости движения системы координат	78

2.5.4. Галилеева инвариантность классических уравнений Максвелла в отсутствие среды и их инвариантность в эфирной трактовке при досветовой скорости движения системы координат.....	82
2.6. Общие замечания	85
3. Заряд, его электрическое поле. Теорема Гаусса. Закон Кулона. Электрический потенциал. Связь потенциального электрического поля с градиентом давления эфира. Сохранение заряда	87
4. Волновые процессы в эфире	95
5. Энергия электромагнитного поля	100
5.1. Общие формулы для плотностей энергии и мощности электромагнитного поля	100
5.2. Плотность энергии электромагнитной волны.....	106
5.3. Интерпретация энергии кванта света, постоянной Планка, волны де Бройля	108
6. Разрывы в эфире. Эффекты квантования	111
6.1. Самопроизвольное формирование разрывов	111
6.2. Условия на поверхности разрыва	112
6.3. Пример квантования	117
6.4. Эфирное представление условий разрыва магнитного и электрического полей.....	118
7. Вывод закона Био – Савара из уравнений эфира	120
8. Индуктивность геометрического объекта, создающего магнитное поле	125
9. Основной закон электромагнитной индукции. Электродвижущая сила. Правило Ленца	127
10. Вихревой импульс эфира. Закон сохранения вихревого импульса. Сохранения момента магнитного поля	131
11. Внешняя сила, действующая со стороны среды на завихренное течение эфира. Обобщение силы Жуковского для случая трёхмерного частично или полностью проницаемого объекта	137
12. Электрический ток в проводниках.....	145

12.1.	Токи вне и внутри проводников. Законы Ампера	148
12.2.	Закон Ома. Электрическая проводимость.....	159
12.3.	Закон Джоуля и Ленца	161
12.4.	Влияние распределения скорости эфира внутри провода на создаваемое в нём магнитное поле и плотность электрического тока	163
12.5.	Сверхпроводимость	166
13.	Силовое воздействие эфира на объект, вызванное наличием градиента давления.....	168
14.	Эфирный аналог теоремы Бернулли	171
15.	Классификация установившихся потоков эфира	173
15.1.	Электрический поток эфира	174
15.2.	Гравитационный поток эфира	177
15.3.	Магнитный поток эфира	181
16.	Силовое воздействие потока эфира на объект	184
16.1.	Воздействие на заряженный объект. Сила Лоренца	187
16.2.	Сила эфирного гравитационного притяжения	192
17.	Взаимодействие объектов.....	198
17.1.	Закон Кулона для двух заряженных объектов.....	199
17.2.	Закон гравитационного тяготения	200
18.	Эфирная трактовка в электротехнике и электрохимии.....	202
18.1.	Создание электрического тока в проводе. Падение напряжения на участке цепи	202
18.2.	Мощность электрической цепи.....	203
18.3.	Электрическое сопротивление в электрохимической ячейке и газовом разряде	207
18.4.	Электрическое сопротивление в проводе.....	209
18.5.	Емкость, конденсаторы	211
18.6.	Уравнение тока в контуре постоянной формы.....	215
18.7.	Плотность энергии электрического тока при незавихренном магнитном поле.....	219
18.8.	Магнитная энергия замкнутого проводника с током в магнитном поле. Плотность магнитной энергии в цепи.....	221

18.9.	Полная электромагнитная мощность цепи с током. Вектор Умова – Пойнтинга.....	227
18.10.	Взрыв проволочек электрическим током в вакууме. Взрывная электронная эмиссия.....	229
18.11.	Э.д.с. Жуковского. Униполярный генератор.....	234
18.12.	Эффект Холла. Постоянная Холла.....	242
18.13.	Электростатические эффекты.....	245
18.14.	Электростатические устройства.....	256
18.15.	Удержание плазмы в тороидальных ловушках. Обобщение математических моделей плазмы.....	260
19.	Интерпретация магнитных явлений.....	264
19.1.	Поток эфира, создаваемый доменом.....	265
19.2.	Магнит и ферромагнитный материал.....	268
19.3.	Проводящий немагнитный материал и магнит.....	277
19.4.	Проводник с током и магнит.....	278
19.5.	Взаимодействие магнитов друг с другом.....	279
19.6.	О попытках создания двигателя или генератора энергии на основе перемещения системы постоянных магнитов.....	280
20.	Оценка плотности невозмущённого эфира.....	284
20.1.	Единицы измерения плотности эфира.....	285
20.2.	Оценки на основе экспериментов с лазерами.....	286
20.3.	Оценки с использованием эфирной модели фотона и характеристик электромагнитного поля в нём.....	287
20.4.	Оценка из эфирной модели фотона и его импульса.....	291
20.5.	Оценки с применением эфирных моделей электрона и протона.....	293
20.6.	Оценка на основе данных о кулоновском барьере.....	299
20.7.	Основные выводы. Значение плотности эфира.....	301
20.8.	Ошибочность принятия диэлектрической проницаемости вакуума в качестве невозмущённой плотности эфира.....	302
21.	Структура носителей эфира – ньютониев. Кинетические эффекты в эфире и веществе.....	304
21.1.	Давление невозмущённого эфира.....	304

21.2.	Масса и размер носителей эфира – ньютониев. Среднее расстояние между ними.....	306
21.3.	Распределение ньютониев при хаотическом тепловом и направленном движении	312
21.4.	Краткий обзор моделей неравновесных, необратимых процессов и коэффициентов переноса в физике. Применение к описанию кинетики ньютониев	317
21.5.	Теплопередача в эфире. Теплоёмкость эфира.....	321
21.6.	Теплопередача в твёрдом веществе.....	333
21.7.	Вязкость эфира	338
21.8.	Самодиффузия в эфире	340
21.9.	Электрическая проводимость эфира и вещества при отсутствии свободных зарядов	342
21.10.	Оценка параметров эфирной модели электропроводности по опытными данным	354
21.11.	Закон Видемана и Франца в металле и эфире.....	359
21.12.	Давление эфира внутри твёрдых материалов и жидкостей	365
21.13.	Слипание пластин с гладкой поверхностью, эффект Казимира. Фазовый переход состояний объектов. Радиоактивный распад	368
21.14.	Явления в контактах.....	369
21.15.	Электроотрицательность химических элементов	372
22.	Оценка радиусов пограничных слоёв, обуславливающих возникновение силы Лоренца и силы гравитации.....	373
22.1.	Заряженные объекты	373
22.2.	Объекты, обладающие массой. Оценка скорости вращения гравитационного потока эфира вокруг Земли, его градиента давления и давления	376
23.	Сводка экспериментальных фактов, подтверждающих наличие эфира.....	380
23.1.	Основные общие законы электродинамики и гравитации	381
23.2.	Электрический ток в проводе	381

23.2.1.	Внутренняя противоречивость модели свободных электронов в твёрдом проводнике	382
23.2.2.	Проблемы интерпретации опытов в электронной теории проводимости	385
23.2.3.	Расчёт течения эфира внутри провода	391
23.3.	Эксперименты с униполярным генератором. Эффект Аспдена	398
23.4.	Импульс электромагнитных волн. О двигателе EmDrive	409
23.5.	Теплопроводность металлов.....	410
23.5.1.	Теплопроводность в поле силы тяготения.....	411
23.5.2.	Теплопроводность во вращающемся диске ...	426
23.5.3.	Теплопроводность при наличии вибрации ...	437
23.6.	Вращение тел при отсутствии внешнего магнитного поля.....	438
23.6.1.	Опыт Толмена и Стюарта с вращающейся катушкой	439
23.6.2.	Инерционный опыт Лепёшкина с вращающейся спиралью.....	447
23.6.3.	Создание магнитного поля вращающимся сверхпроводником, ферромагнетиком и другими объектами. Момент Лондона. Эффект Барнетта. Гравитомагнитный момент Лондона	453
23.6.4.	Создание в эфире фантома вращением магнитного диска	461
23.6.5.	Электромагнитное поле, создаваемое камертоном.....	465
23.6.6.	Магнитное поле вращающегося немагнитного диска. Проект экспериментов.....	465
23.6.7.	Опыт с вращающимся диском и флюгером ..	470
23.6.8.	Ошибочные трактовки движения объектов в некоторых опытах как результата механического взаимодействия с эфиром	482
23.7.	О разрушении материала вращением.....	483

23.8.	Разрушение материала лазером	486
23.9.	Эксперименты в техническом вакууме	487
23.9.1.	Темновой ток	488
23.9.2.	Темновой ток в присутствии магнита	505
23.9.3.	Мельничка.....	511
23.9.4.	Коловрат	514
23.9.5.	Несимметричные конденсаторы. Эффект Бифельда – Брауна. Лифтер. Модифицированный коловрат.....	517
23.9.6.	Автоэлектронная эмиссия и фотоэмиссия электронов из проводника.....	523
23.9.7.	Пробойный ток	527
23.10.	Противодействие гравитации. Экранировка гравитационного потока эфира.....	528
23.10.1.	Вращение частично сверхпроводящего керамического диска в магнитном поле. Противодействие гравитации в эксперименте Подклетнова	528
23.10.2.	Уменьшение веса электрона в вакуумной трубке, окружённой сверхпроводником, за счёт экранировки гравитационного потока эфира	539
23.10.3.	Экранировка гравитационного потока эфира атомарным порошком	541
23.10.4.	Проект стенда для опытов с гравитацией	545
23.11.	Черенковское излучение в эфире.....	546
24.	Эфирная модель шаровой молнии.....	550
24.1.	Аномальные свойства ШМ.....	550
24.2.	Попытки объяснения ШМ без учёта эфира	552
24.3.	Простейшая эфирная модель ШМ. Трактовка аномальных свойств.....	554
24.4.	Интерпретация экспериментов Теслы с ШМ. Резонансный механизм аномальных явлений в электротехнических устройствах	562
25.	Эфирная модель строения Земли	568
	Заключение	579

Приложение 1. Вывод уравнения Ампера.....	586
Приложение 2. О поисках эфирного ветра.....	589
Приложение 3. О движущихся источниках света.....	593
Приложение 4. Траектории лагранжевых частиц для уравнения движения с нулевой правой частью	595
Приложение 5. Новые системы единиц измерения, связанные с эфиром	597
Приложение 6. Концентрации электронов и ионов в воздухе при низком давлении	600
Приложение 7. Ионный ветер в коронном разряде.....	604
Литература	613
Литература, добавленная во 2-м издании	620
Представления некоторых великих учёных об устройстве материи	634
Цитаты из высказываний о первом издании книги	636

Предисловие

В современной физике после более чем полувекового забвения вновь получает широкое распространение трактовка явлений природы с использованием гипотезы о наличии физического вакуума как некоторой среды, в которой развиваются все процессы. Далее эту среду для краткости будем называть эфиром.

Главные задачи данной книги – демонстрация возможности интерпретации большого класса макроскопических явлений по методологии механики сплошной среды без привлечения релятивизма, придание импульса исследованиям фундаментальных физических законов в рамках парадигмы сплошной среды, а также подробное изложение математического формализма, имеющего перспективу стать общей платформой для консолидации усилий сторонников теории эфира по утверждению её в качестве базовой концепции при анализе явлений природы.

Сразу подчеркнём, что рассматриваемое в книге понятие эфира существенно отличается от концепций эфира XVIII–XX веков [98]. В предлагаемых вниманию исследованиях эфир представляется как некоторая однокомпонентная сплошная среда, удовлетворяющая общепринятым законам сохранения: материи и количества движения. Математическое представление данных законов в виде уравнения неразрывности и второго закона Ньютона будем называть уравнениями эфира. Из этих уравнений с принятым в прикладной математике уровнем строгости получены следствия, которым дана физическая интерпретация. Проведено сопоставление новых теоретических результатов с базовыми экспериментально установленными физическими законами и данными физических опытов, касающихся электрических, магнитных, гравитационных и кинетических явлений. Показано хорошее соответствие. Раскрыты детали механизмов многих процессов, казавшихся ранее парадоксальными. Ещё раз подтверждено, что традиционные физические трактовки имеют

ограниченную область применимости, а в некоторых случаях не верны.

В методологии математического моделирования [1–5] математическая модель считается адекватной, если следствия из неё соответствуют всем хорошо установленным опытным фактам. Поэтому, согласно методологии математического моделирования, можно сделать заключение об адекватности математической модели эфира, представленной в виде уравнения неразрывности и второго закона Ньютона, для описания электромагнитных и гравитационных процессов.

Логическое построение теории эфира является существенно более прозрачным, чем обычно используемое в физике: экспериментальной проверки требуют уравнения эфира и уравнение его состояния, а не разнообразные формулировки многочисленных физических законов, выводимые здесь как формальные логические следствия уравнений эфира. Хотя математические аспекты рассуждений при выводе некоторых физических законов из уравнений эфира могут быть достаточно сложными.

Проведённые исследования опираются на хорошо известные из механики сплошной среды и электродинамики сведения [6–39]. Здесь эти сведения систематизированы и развиты для получения эфирной интерпретации электрических, магнитных, гравитационных и кинетических процессов.

Уравнения микроуровневой динамики эфира на масштабах атомарных времён и расстояний предложены Н.А. Магницким в работе [40]. Макроуровневые уравнения эфира предложены В.Л. Бычковым в работах [41–44]. Иерархия математических моделей эфира рассмотрена в статье [45]. Некоторые результаты этих работ представлены и развиты в данной книге.

Изучению микроуровневых процессов в эфире посвящены работы [40, 46–50], а также работы в приведённой там библиографии. В данной книге речь идёт, главным образом, о макроуровневых явлениях.

В книге представлены следующие новые результаты. С помощью подхода работы [45] из макроуровневых уравнений эфира выведена система уравнений, обобщающая уравнения Максвелла с учётом макроуровневых эффектов. Даны эфирные трактовки заряда, теоремы Гаусса, закона Кулона, электрического потенциала, электрического тока, электромагнитной энергии, электростатических эффектов. Предложено уравнение состояния эфира. Закон Био – Савара, формулы для электродвижущей силы, индуктивности и сопротивления, закон Ампера для электрических токов, закон Ома, закон Джоуля – Ленца, сила Лоренца для электрических зарядов, разность потенциалов в эффекте Холла, закон Видемана – Франца получены как математические следствия уравнений эфира. Некоторые эффекты исследованы количественно. Обсуждено различие уравнений эфира и уравнений механики жидкости и газа. Показано, что уравнение движения жидкости и газа можно трактовать как частный случай уравнения движения эфира. Дана математическая классификация установившихся потоков эфира с разделением на электрические, гравитационные и магнитные. Рассмотрена структура носителей эфира – ньютониев, оценены теплопроводность, теплоёмкость, вязкость и электропроводность эфира.

В предлагаемом подходе, основанном на уравнении неразрывности и втором законе Ньютона, находят естественное объяснение многие фундаментальные явления и парадоксы физики, например: корпускулярно-волновой дуализм; различное поведение противоположно заряженных тел в электрическом и магнитном полях; гравитационное взаимодействие; явления, связанные с магнитами и электрическими токами, в том числе сверхпроводимость; взаимодействие тел с гладкими поверхностями; фазовые состояния объектов; квантование процессов; бесконтактная передача заряда между проводниками. При этом здесь не используется модель квантовой механики с её набором постулатов и принципов.

Сложности в объяснении перечисленных явлений современной физикой указывают на необходимость учёта эфирных эффектов, которые в ней полностью исключаются из рассмотрения.

В невязкой среде одной из основных сил, определяющих поведение многих объектов, является сила Жуковского (подъёмная сила). Теоретическое изучение этой силы начато в 1902–1906 годах. В книге показано, что возникновение обобщённой силы Жуковского позволяет естественным образом объяснить два самых фундаментальных и загадочных явления – движение в электрическом поле разноимённо заряженных тел в разные стороны и их вращение в магнитном поле в противоположных направлениях. Кроме того, силы, возникающие при вихревом движении, позволяют дать естественную трактовку закона Ампера о взаимодействии проводников с током.

Исследование моделей механики сплошной среды, в том числе роли силы Жуковского, оказалось в историческом плане достаточно сложной задачей, потребовавшей много времени и значительных усилий выдающихся учёных. Сложность состоит в том, что сила Жуковского в общем случае возникает в объёме, а тело, на которое она действует, может быть частично пронизываемым для течения. Фактически детально проработанные и глубоко осознанные результаты в этой области появились лишь в первой половине прошлого столетия [6–9, 19]. Возможно, именно отсутствие до этого времени развёрнутого анализа моделей механики сплошной среды в доступной широкой научной общественности форме стало одной из причин распространения теории относительности, отказавшейся от понятия среды (физического вакуума, или эфира) и трактующей эксперименты и явления природы с помощью трудно воспринимаемых парадоксов [74, 77–81]. Например, при достижении скорости света объект теряет геометрические размеры, в том числе фотон, движущийся со скоростью света, должен стать точкой; масса, электрическое

и магнитное поля обращаются в бесконечность; время останавливается (парадокс часов) [29, п. 106, 111; 14, с. 317–319].

С точки зрения методологии математического моделирования теория относительности представляет собой некоторую математическую модель со своими исходными постулатами. В книге эта модель не критикуется и не оспаривается. Вместо неё предлагается другая общая математическая модель природы, дающая гораздо более убедительные объяснения явлениям на основе двух фундаментальных законов.

Предлагаемая математическая модель базируется на инвариантных относительно преобразования Галилея уравнениях неразрывности и движения сплошной среды (эфира). Все основные законы электродинамики и гравитации получены здесь как следствия этих уравнений. Поэтому данная математическая модель подтверждает принцип относительности Галилея – Ньютона, согласно которому все физические уравнения и законы должны быть инвариантными относительно преобразования Галилея.

В п. 2.5.4, добавленном во втором издании, показано, что классические уравнения Максвелла являются инвариантными относительно преобразования Галилея при досветовой скорости движения координат, если эти уравнения рассматривать не в пустоте, а в среде. Потеря инвариантности уравнений Максвелла в общем случае обусловлена неинвариантным преобразованием уравнения движения эфира, см. п. 2.5.3, 2.5.4.

Следует отметить, что с XIX века в научной и учебной литературе широко представлена гидродинамическая интерпретация электромагнитных явлений [6–9; 16–20; 34, с. 136]. Однако до настоящей работы последовательное, систематическое изучение электродинамики и электротехники на основе методов механики сплошной среды практически не проводилось. При построении

математической теории эфира потребовалось обобщение уравнений механики сплошной среды и рассмотрение её движения в общем трёхмерном случае.

Накопленные экспериментальные факты и неубедительность общепринятых физических трактовок или отсутствие объяснений опытов привели к активному развитию в последние десятилетия различных эфирных представлений о явлениях природы. Библиография современных подходов к изучению эфира и литература по некоторым экспериментам кратко обсуждена в заключении на с. 579. Описываемая в книге теория эфира отличается систематическим применением законов сохранения материи и импульса к анализу экспериментальных фактов, логической последовательностью и математической проработанностью.

Вопросы экспериментов по поиску эфирного ветра и опытов с движущимися источниками света не являются предметом исследований в данной книге. Тем не менее они кратко обсуждены в приложениях 2 и 3, где показывается неубедительность принятой в физике интерпретации этих экспериментов.

В п. 23 приведены многочисленные известные и новые опыты, которые, в соответствии с методологией физики, обобщающей экспериментальные факты, позволяют сделать вывод о наличии эфира как среды, в которой происходят все процессы.

Интересно отметить, что Эйнштейн в поздних работах, см., например: [99], в результате логического анализа парадигмы теории относительности пришёл к постановке задачи о поиске общего основания для понятий материи, поля, энергии. На базе этих работ Эйнштейна в рамках теории относительности развивается направление, в котором явления природы рассматриваются как протекающие в некоторой среде. В ведущих физических вузах начинается преподавание соответствующих курсов. Например, в МФТИ с 2009 года в программу обучения студентов

входит курс электродинамики, не использующий понятия пустого пространства [100]. Такие тенденции дают дополнительное подтверждение необходимости пересмотра теоретической трактовки явлений природы, доминировавшей в XX веке.

Подчеркнём ещё раз, что в данной книге теория относительности не используется. Вместо неё предлагается другая модель природы.

В книге применяются единицы измерения СГС с абсолютной гауссовой системой для измерения электрических и магнитных величин. Эта система единиц более удобна для описания эфира по сравнению с системой СИ, так как не содержит искусственно введённых параметров ϵ_0 и μ_0 .

Некоторые аналитические решения получены с помощью системы символьных вычислений Maple (www.maplesoft.com).

Излагаемый здесь материал, независимо от отношения к гипотезе о существовании эфира и его физической интерпретации, может рассматриваться как новый эффективный математический аппарат для детального изучения электрических, магнитных и гравитационных явлений.

Применение нового теоретического аппарата с использованием методов прикладной математики начато в работе [50]. Исследования в этом направлении имеют первостепенное значение, так как детальное понимание скрытых от непосредственного наблюдения явлений природы открывает возможность создания принципиально новых устройств и технологий для производства и хранения энергии, обработки информации, передвижения в пространстве, овладения силой гравитации.

Некоторые публикации в открытых изданиях, цитируемые в первом издании книги, выполнены при поддержке ООО «Нью Инфлоу», Москва, Россия.

Первое издание книги [101] вызвало большой интерес, особенно среди учёных, занимающихся изучением фундаменталь-

ных законов природы. Весь тираж разошёлся менее чем за полгода. Обзор книги представлен в докладах на физическом и механико-математическом факультетах МГУ имени М.В. Ломоносова, в Институте проблем механики РАН, в Российском университете дружбы народов на семинаре, посвящённом современным проблемам физики, и в других организациях. Видео некоторых докладов и их обсуждений, а также слайды презентаций можно найти на сайтах шаровая-молния.org и lenr.seplm.ru.

В 2018 году книга победила на конкурсе работ МГУ имени М.В. Ломоносова, имеющих выдающееся значение для развития науки и образования.

Во втором издании расширен круг обсуждаемых вопросов, уточнены некоторые формулировки, исправлен ряд мелких опечаток. Построена кинетическая теория эфира. Рассмотрены теплопроводность, теплоёмкость, вязкость, самодиффузия и электропроводность эфира. Представлены эфирные модели теплопроводности и электропроводности в твёрдом веществе. Большое внимание уделено демонстрации применения теории эфира к изучению различных явлений, проанализировано более семидесяти экспериментов. Перечислим новые разделы и разделы с важными модификациями: предисловие, п. 1, 1.4, 2.4, 2.5, 12.2, 12.3, 16.1, 18.2, 18.10–18.14, 21, 22.2, 23–25, заключение.

Авторы глубоко признательны лауреату Премии Совета Министров СССР, члену-корреспонденту РАЕН, к.т.н. Владимиру Александровичу Чижову за большой интерес к исследованиям, обсуждение вопросов теории, участие в проведении и интерпретации экспериментов, в том числе с электрическими машинами, создание плодотворной творческой атмосферы. Авторы благодарны сотруднику физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова Игорю Николаевичу Степанову за изготовление некоторых установок. Авторы также признательны Сергею Михайловичу Годину за участие в ряде экспериментов, проведение тонких измерений и обсуждения результатов опытов.

Правовые вопросы

Авторы не дают никаких гарантий того, что изложенные в данной книге результаты согласуются с какими-либо товарными стандартами, или отвечают требованиям каких-либо частных приложений, или свободны от ошибок. Представленный в книге материал не следует использовать для задач, неправильное решение которых может привести к ущербу для личности или собственности. Если кто-либо всё же использует материалы указанным образом, то делает это на свой риск. Авторы и издатель отказываются от любой ответственности за прямой или косвенный вред, возникший в результате использования кем-либо материалов данной книги.

Авторские права защищены. Никакая часть настоящего издания ни в каких целях не может быть переведена на другой язык, воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на носитель информации, если на это нет письменного разрешения авторов.

1. Иерархия математических моделей эфира как сплошной среды

При изучении явлений с помощью математических моделей важно не забывать, что объективные процессы в природе ничего не знают о придуманных человеком способах задания положения объектов в пространстве, способах измерения времени и других абстракциях. В математическом моделировании понятия системы координат и времени вводятся лишь для формального описания реальных процессов в рамках имеющегося математического аппарата и являются составной частью математической модели. Выбор данных и других понятий должен способствовать решению главной задачи моделирования – формулировке количественных соотношений, желателен наиболее общих, адекватно отражающих и раскрывающих механизмы явлений природы, позволяющих предсказывать явления и управлять ими. При этом важно иметь в виду, что методология математического моделирования позволяет при необходимости уточнять модель, в том числе её самые базовые понятия, если, например, на каком-то этапе изучения модели выяснится несоответствие её следствий экспериментальным наблюдениям.

Понятия системы координат и времени для описания эфира вводятся так же как в классической ньютоновской механике сплошной среды, см., например: [14, с. 23, 24]. То есть рассматриваются единая для всех точек пространства трёхмерная декартова система координат с евклидовой метрикой и абсолютное время. Начало системы координат и закон её движения выбираются в зависимости от требуемой точности модели и удобства описания явлений.

В математической модели эфир представляется некоторой абстрактной сплошной средой, характеризуемой в момент времени t в точке среды с координатами \mathbf{r} объёмной плотностью

эфира $\rho(t, \mathbf{r})$ и скоростью $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ движения эфира. Сплошная среда предполагается невязкой и, вообще говоря, сжимаемой. Возможность не учитывать вязкость эфира обоснована в п. 21.7.

Подчеркнём, что рассматриваемое ниже математическое описание эфира не зависит от интерпретации его как неподвижной среды, в которой распространяются возмущения (не обязательно малые), или как среды, носители которой движутся. То есть математическая модель эфира описывает оба случая. Кроме того, построение математической модели эфира не опирается на представление о нём как о твёрдом теле, жидкости, газе или плазме. Наоборот, исходные количественные соотношения и следствия из них позволяют строить обоснованные гипотезы о возможной структуре носителей эфира и предлагать эксперименты по их проверке. Простейшая модель структуры носителей эфира представлена в п. 21.1–21.3.

Уравнения динамики эфира базируются на двух общепринятых фундаментальных законах, а именно: законе сохранения материи и законе сохранения количества движения (втором законе Ньютона).

Иерархия математических моделей эфира предложена в работе [45]. По отношению к характерным временам и масштабам атомарных процессов модели делятся на микро- и макроуровневые. В данной книге рассматриваются, в основном, макроуровневые модели.

Система уравнений для описания эфира на атомарных характерных временах и масштабах предложена Н.А. Магницким, см. работы [40, 46–49] и ссылки в них. В работе [45] эта система обобщена на случай много больших времён и масштабов, в том числе на уровень доступных для непосредственного наблюдения материальных объектов.

В данном разделе представлены и развиты результаты перечисленных работ. Продолжено обсуждение различий уравнений

эфира и уравнений гидроаэромеханики. Введено понятие энергии эфира. Предложено уравнение состояния эфира.

1.1. Микроуровневая и макроуровневая модели эфира

Микроуровневая математическая теория эфира [40, 46–49] постулирует описание процессов с помощью закона сохранения количества эфира (уравнение неразрывности) и закона сохранения плотности потока эфира (сохранения импульса). Здесь эти уравнения удобно записать с использованием переменных Лагранжа, в которых среда характеризуется функциями времени на траектории движения точки среды $\mathbf{r}(t)$:

$$\frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \quad (1)$$

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \quad (3)$$

В применённой лагранжевой форме записи (которую называют ещё полулагранжевой*) функции зависят от времени t и траектории $\mathbf{r}(t)$. В механике сплошной среды часто используют несколько другую форму записи с выделением в аргументах функций времени и начального положения точки среды (см., например: [14, с. 129–132; 24]), однако такая форма записи здесь менее удобна, так как затрудняет демонстрацию аналогий.

* Полулагранжеву форму записи того или иного уравнения можно трактовать как рассмотрение его эйлеровой записи, которая справедлива в любой точке (t, \mathbf{r}) области определения уравнения, на траектории $(t, \mathbf{r}(t))$ лагранжевой частицы со сворачиванием соответствующих частных производных в полную производную по времени.

Система уравнений (1)–(3) обратима, то есть замена скорости \mathbf{u} и времени t на противоположные $-\mathbf{u}$ и $-t$ не меняет множество решений этой системы. Таким образом, эфир на микроуровне, придя из некоторого начального состояния в конечное, может перейти из него обратно в начальное состояние.

Подчеркнём, что математически закон сохранения импульса в эфире (2) идентичен второму закону Ньютона для материальной точки переменной массы в отсутствие силы (см. п. 1.2).

В приложении 4 доказано, что для уравнения движения с нулевой правой частью (2) траектории лагранжевых частиц среды вне её разрывов являются прямыми линиями (при этом линии тока для неустановившегося движения могут быть кривыми). Однако наблюдаемые в эфире объекты могут образовываться за счёт самопроизвольного формирования разрывов в среде (см. п. 6.1, а также пример, рассмотренный в работе [50]). Непосредственно на разрывах уравнения (1)–(3) в дифференциальной форме не определены, так как производные на разрыве не существуют. В этой области к (1)–(3) добавляются дополнительные условия, в том числе следующие из интегральной формы уравнений эфира (см. п. 6).

Не исключено, что микроуровневая модель (1)–(3) требует введения в правой части уравнения (2) объёмной плотности силы, описывающей взаимодействие носителей (структурных элементов) эфира.

Решение системы (1)–(3) для описания макроуровневых явлений, когда требуется исследование поведения системы, состоящей из значительного числа объектов эфира, например атомов, вызывает сложности, так как имеется сильное различие в характерных временах и пространственных масштабах процессов. Кроме того, необходим учёт большого числа разрывов искомых функций. В результате численное моделирование объектов на

макроуровне с использованием уравнений (1)–(3) не представляется возможным даже на разрабатываемых сейчас суперкомпьютерах.

Макроуровневую модель эфира для описания движения отдельных микрообъектов построим на основе общей формы закона неразрывности среды и второго закона Ньютона. В лагранжевых переменных имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = & \\ -\rho(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} & \\ + \frac{1}{k_{m,0}} q(t, \mathbf{r}(t), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))), & \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = & \\ \frac{1}{k_{m,0}} (\mathbf{F}(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}} P(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r})))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, & \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)), \quad (6)$$

где $k_{m,0}$ – коэффициент (константа) перевода электромагнитных единиц измерения плотности эфира в механические (см. подробности о $k_{m,0}$ в конце данного пункта и в п. 20.1).

В нелинейной системе (4)–(6) искомыми являются функции $\rho(t, \mathbf{r}(t))$ и $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$. Функции \mathbf{F} и P рассматриваются как известные (заданные). Никаких ограничений на величину скорости $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ не накладываемся.

Далее уравнения (1)–(3) и (4)–(6) будем называть для крат-

кости уравнениями эфира. Уравнения эфира в эйлеровых переменных выписаны на с. 49.

Справедливость третьего закона Ньютона в эфире принимается как постулат. Этот закон применяется, например, в п. 11.

Отличие уравнений (4)–(6) от (1)–(3) состоит в присутствии источника $q(t, \mathbf{r}(t))$ в уравнении неразрывности (4) и плотностей сил \mathbf{F} и $\nabla_{\mathbf{r}}P$ в правой части уравнения движения (5), где P – внутреннее напряжение эфира, которое можно ввести по аналогии с механикой сплошной среды. P является тензором. Правила вычисления $\nabla_{\mathbf{r}}P$ описаны, например, в [14, с. 138–144].

В случае равенства диагональных и отсутствия недиагональных элементов у P , вводят давление p , которое равно значению диагональных элементов P с обратным знаком (см., например: [9, с. 78] или [14, с. 158]). Тогда $\nabla_{\mathbf{r}}P = -\nabla_{\mathbf{r}}p$. Такой случай и рассматривается в книге.

Одной из причин возникновения сил и источников является воздействие потоков эфира, описываемых уравнениями (1)–(3), на границы (поверхности) разрывов и преломление траекторий. Выражения для источника и силы определяются на основе экспериментального изучения макроуровневых процессов или исходя из теоретических представлений.

Примеры правых частей в эфирной модели электротехники и электрохимии при постоянной плотности и их анализ даны в работах В.Л. Бычкова [41–44]. Другим примером макроскопической силы является сила Лоренца (см. п. 2.1 и 16.1).

Понятие давления в механике сплошной среды учитывает эффект внутреннего напряжения среды, возникающий в результате её движения или распространения по ней возмущений. Поэтому предположение о наличии аналогичного свойства у носителей эфира, по крайней мере, на макроуровне вполне естественно. Кроме того, давление имеет размерность плотности

энергии, и его наличие в уравнении движения можно интерпретировать как описание трансформаций между кинетической энергией и внутренней энергией среды.

Таким образом, модель (4)–(6) может рассматриваться как продолжение модели (1)–(3) на характерные времена и масштабы, много большие атомарных, в которой вместо непосредственного описания эффектов на разрывах вводятся источники и силы.

Важно подчеркнуть, что отбрасывание в модели $\nabla_{\mathbf{r}}p$ и \mathbf{F} исключило бы из описания электростатические эффекты, см. формулу (72) в п. 3.

Модель эфира (4)–(6) как сплошной среды можно считать применимой вплоть до объёма лагранжевой частицы, в котором находится порядка 10^3 структурных элементов эфира. В п. 21.1, 21.2 рассмотрена простейшая модель таких элементов (ньютониев) и оценен их размер. Показано, что он в $\sim 10^{13}$ раз меньше радиуса протона r_p (п. 21.2). Порядка 10^3 ньютониев можно расположить в объёме с линейным размером $\sim 10^{-12}r_p$, так как $(10^{-12}r_p)^3 / (10^{-13}r_p)^3 = 10^3$. Поэтому, в зависимости от концентрации ньютониев, модель сплошной среды (4)–(6) может быть применима на очень малых расстояниях, вплоть до $\sim 10^{-12}r_p$, то есть и на микроуровне, например, для описания движения эфира в протоне и электроны.

Из уравнения (5) следует принцип суперпозиции сил: сумма решений $\rho_k(t, \mathbf{r}_k(t)) \mathbf{u}_k(t, \mathbf{r}_k(t))$ уравнения (5) с правыми частями $(\mathbf{F}_k(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}_k(t, \mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}}P_k(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}_k(t, \mathbf{r})))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_k(t)}$ является решением уравнения (5) с правой частью, в которой стоит сумма $(\mathbf{F}_k(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}_k(t, \mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}}P_k(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}_k(t, \mathbf{r}_k)))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_k(t)}$ по k .

Плотность эфира можно измерять в различных единицах.

В работе [52] (см. также приложение 5) введены электромагнитные единицы измерения плотности эфира ρ : $[c \text{ г}^{1/2} / \text{см}^{3/2}]$ в

системе СГС (с абсолютной гауссовой системой). Показано совпадение размерностей порождаемых эфиром физических величин с традиционными для них единицами измерения, обсуждены новые системы единиц, использующие плотность эфира.

На макроуровне имеется возможность измерения силового воздействия. Поэтому на макроуровне по аналогии с механической плотностью вводят механические единицы измерения для плотности эфира в $[\text{г}/\text{см}^3]$ или $[\text{кг}/\text{м}^3]$, как в [41]. Однако механические единицы не всегда удобны для интерпретации электрических явлений, так как дают нетрадиционную размерность электрического и магнитного полей, заряда и других физических величин (см. п. 20.1). Тем не менее механические единицы выявляют и проясняют механическую сторону электромагнитных явлений. Далее плотность эфира, выраженную в механических единицах, будем обозначать ρ_m .

Для установления связи между физическими величинами, выраженными через плотность эфира в различных единицах измерения, вводится константа, равная отношению численного значения плотности невозмущённого эфира $\rho_{m,0}$, полученного в механических единицах, к значению плотности невозмущённого эфира ρ_0 в электромагнитных единицах:

$$k_{m,0} \equiv \rho_{m,0}/\rho_0.$$

Константа $k_{m,0}$ в системе СГС (с абсолютной гауссовой системой) имеет размерность плотности заряда $[\text{г}^{1/2}/(\text{с см}^{3/2})]$. Таким образом, плотность эфира в механических единицах ρ_m следующим образом связана с плотностью эфира в электромагнитных единицах ρ :

$$\rho_m = k_{m,0}\rho.$$

Перевод некоторой величины f , выраженной через ρ_m , в величину, выраженную через ρ , осуществляется по формуле $f(\rho_m) = f(k_{m,0}\rho)$.

Более подробно единицы измерения плотности эфира рассмотрены в п. 20. Там же получены оценки констант ρ_0 , $\rho_{m,0}$, $k_{m,0}$. В п. 20.1 обсуждены выражение электромагнитных величин в механических единицах измерения и, наоборот, выражение механических величин в электромагнитных единицах. В п. 20.7 приведены значения констант ρ_0 , $\rho_{m,0}$, $k_{m,0}$. В приложении 5 представлены новые системы единиц измерения, связанные с ρ .

Для эфирной среды, состоящей из большого числа материальных объектов и потоков эфира с изломами траекторий, где уравнения (1)–(6) в дифференциальной форме неприменимы, необходимо использовать модели сплошной среды в интегральной форме по аналогии, например, с [10, с. 55] или модели описания среды с помощью функций распределения по методологии статистической физики [38].

1.2. Сравнение уравнений эфира с классическими уравнениями механики сплошной среды

Уравнение движения эфира (5) является аналогом второго закона Ньютона в случае материальной точки переменной массы, меняющейся согласно уравнению неразрывности (4).

Математически закон сохранения импульса в эфире (5) идентичен второму закону Ньютона для материальной точки переменной массы $m(t, \mathbf{r}(t))$ (см., например: [66, п. 4; 67, гл. IV, ч. IV; 68, с. 56]):

$$\frac{d(m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = \mathcal{F}.$$

Обычно в литературе по механике [66, п. 4; 67, гл. IV, ч. IV; 68, с. 56] второй закон Ньютона для материальной точки переменной массы записывается в виде

$$m(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{dm(t, \mathbf{r}(t))}{dt} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \mathcal{F},$$

где второй член в левой части переносят в правую часть и рассматривают как одну из действующих сил, причём рассчитывают эту силу, как правило, отдельно из тех или иных соображений. Поэтому в уравнении сохранения плотности потока эфира (5) с раскрытой производной по времени

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \frac{1}{k_{m,0}} (\mathbf{F} + \nabla_{\mathbf{r}} P)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}$$

второй член в левой части можно интерпретировать как силовой член.

В классической механике сплошной среды уравнение неразрывности имеет тот же вид, что и уравнение (4). Однако уравнение движения отличается. В классической механике сплошной среды на основе закона сохранения импульса в интегральной форме и формулы дифференцирования по времени интеграла по подвижному объёму [10, с. 37, уравнение (15.7)], то есть дифференцирования объёмного интеграла, зависящего от параметра, выводится следующее уравнение (см., например: [10, с. 55, уравнение (5.5)] и [14, с. 137, 144]),

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = \quad (7)$$

$$-\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} + (\mathbf{F} + \nabla_{\mathbf{r}} P)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}.$$

Далее в (7) первый член в правой части исключают с учётом уравнения неразрывности и в отсутствие источников приходят к формуле:

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = (\mathbf{F} + \nabla_{\mathbf{r}} P)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}. \quad (8)$$

Таким образом, формальное отличие уравнений движения эфира (5) от уравнения движения классической механики сплошной среды (8), в том числе газовой и гидродинамики, состоит в присутствии в уравнении (5) силового члена $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$ (аналог члена, возникающего во втором законе Ньютона в случае зависящей от времени массы). Хотя, как отмечено в [14] на с. 137, различные силы в механике сплошной среды могут быть добавлены при необходимости.

Первый член в правой части уравнения (7) возникает за счёт изменения во времени подвижного объёма [10, с. 37]. Это обстоятельство позволяет дать геометрическую интерпретацию отличия движения плотности потока эфира от движения плотности потока, рассматриваемого в механике сплошной среды (жидкости и газа). Величина элементарного объёма сплошной среды, состоящего из большого числа порождённых эфиром материальных носителей, может, вообще говоря, меняться в широком диапазоне. В то время как возмущения в эфире распространяются с сохранением величины элементарного объёма.

Физическая интерпретация различий состоит в следующем. Механика жидкости и газа рассматривает среду, обладающую жидким объёмом (см., например: [21, с. 147]), то есть среду, в которой любой выделенный объём всё время состоит из одних и

тех же частиц и его граница в процессе деформации образуется из одних и тех же частиц (частицы среды не пересекают границу этого объёма). Иными словами, между частицами среды имеется достаточно сильная связь. Однако не все среды и явления обладают таким свойством, например, им может не обладать сыпучая среда, а также процесс распространения возмущений материи в случае, когда сама материя не переносится. С этой точки зрения уравнения механики жидкости и газа можно рассматривать как частный случай уравнений (4)–(6), когда справедлива гипотеза о движении сплошной среды в форме жидких объёмов, приводящая к наличию силы, компенсирующей член $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$.

В математической теории эфира эффект изменения плотности во времени $d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$ в уравнении движения (5) играет принципиальную роль (см., например: [49]). Кроме того, в отличие от уравнения (8), именно из уравнения движения (5) сразу следуют уравнения Максвелла и другие общепринятые законы, см. работы [46–49] и нижеследующие разделы данной книги. Иначе для непостоянной плотности ρ возникают проблемы, например, с получением уравнений Максвелла из уравнения движения.

В рассматриваемой математической модели эфира уравнение неразрывности (4), в отличие от уравнения движения (5), имеет тот же вид, что и в механике сплошной среды. Это означает, что описания поведения плотности эфира и плотности потока эфира различаются. В геометрической интерпретации плотность эфира на бесконечно малых расстояниях распространяется в форме элементарного объёма, величина которого может меняться, а плотность потока (импульс) эфира распространяется с сохранением величины элементарного объёма.

Из дальнейшего будет ясно, что основную роль при воспроизведении физических законов играет уравнение движения

эфира. Уравнение неразрывности привлекается для разрешения системы уравнений эфира относительно ρ и \mathbf{u} .

Можно рассмотреть модификацию модели эфира, в которой вместо уравнения (4) по аналогии с уравнением движения используется закон сохранения

$$\frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = q.$$

Для модифицированной модели полученные в книге общие выражения останутся справедливыми, если в них формально заменить q на $q + \rho \nabla \cdot \mathbf{u}$. Но свойства и вид решений ρ и \mathbf{u} модифицированной системы уравнений эфира могут различаться. Проиллюстрируем это на примере.

В установившемся течении (частные производные ρ и \mathbf{u} по времени равны нулю) в отсутствие источников $q = 0$ уравнение $d\rho/dt = 0$ переходит в $\mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0$, а уравнение (4) даёт $\rho \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0$. В результате в модели (4) при $q = 0$ из изотропности плотности $\rho = const$ следует бездивергентность скорости установившегося течения $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, а в модели $d\rho/dt = q$ при $q = 0$, вообще говоря, нет. Кроме того, в случае $\rho = const$ система уравнений $\mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0$ и (5) с учётом (15) при $\Pi = 0$ для безвихревого поля скоростей $\nabla \times \mathbf{u} = 0$ даёт условие $\nabla \mathbf{u}^2 = 0$ (см. (21)), означающее постоянство величины скорости, при этом ограничение $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ не возникает.

В настоящее время изучение течений эфира, соответствующих различным процессам, находится на начальной стадии. Поэтому при возникновении трудностей в интерпретации решений ρ и \mathbf{u} уравнений эфира (4), (5) следует помнить о возможности рассмотрения модификации модели эфира, в которой вместо уравнения (4) используется закон сохранения $d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt = q$.

Подчеркнём, что в данной книге показано, что исходные уравнения эфира (4)–(6) позволяют дать ясное объяснение многим кажущимся парадоксальными явлениям, в то время как ряд общепринятых подходов, как показали современные эксперименты [88–90], требует дополнительных исследований и проверки.

С точки зрения статистической физики газогидродинамическая модель сплошной среды является усреднением микроскопических движений элементарных носителей по их импульсам [38]. Поэтому в модели с уравнением (8) классической механики сплошной среды возникают трудности описания деталей структуры элементарных частиц и микроскопических электромагнитных явлений в эфире.

Отметим, что уравнения эфира становятся эквивалентными уравнениям механики жидкости и газа, например, при постоянной во времени и пространстве плотности ρ , а также в случае $\mathbf{u} \perp \nabla\rho$ при не зависящей явно от времени плотности $\rho = \rho(\mathbf{r}(t))$ (в этом случае $d\rho/dt = \mathbf{u} \cdot \nabla\rho = 0$ и член $\mathbf{u}d\rho/dt$ выпадает из уравнения (5)).

1.3. Инвариантность уравнений неразрывности и движения эфира относительно преобразования Галилея

Важным свойством уравнений неразрывности и движения газогидродинамики является их инвариантность относительно преобразования Галилея (см., например: [77, 82, 92]). Данное свойство имеет принципиальное значение в физике. Поэтому рассмотрим его подробно для уравнений эфира, которые отличаются от уравнений гидродинамики вхождением ρ под знак производной по времени.

Заменим время и координаты в системе уравнений эфира (4)–(6) согласно преобразованию Галилея

$$t' = t, \mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t, \mathbf{v} = \text{const.}$$

Такая замена предполагает существование некоторой исходной системы координат, в которой рассматриваются уравнения модели, определяются искомые функции ρ и \mathbf{u} и задаётся вектор скорости \mathbf{v} движения новой (штрихованной) системы координат относительно исходной. Центр $\mathbf{r}'(t) = 0$ новой системы движется по прямой $\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}t$. Выбор исходной системы координат обычно связан с опытными данными [14, с. 311], п. 2.5.1. Направление осей исходной системы координат можно всегда задать так, чтобы оси штрихованной системы двигались параллельно соответствующим осям исходной системы.

Введём новые обозначения для искомым \mathbf{u} , ρ и заданных q, p, \mathbf{F} функций

$$\begin{aligned} \mathbf{u}'(t, \mathbf{r}'(t)) &\equiv \mathbf{u}(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t); \\ f(t, \mathbf{r}(t), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))) &= \\ f(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t, \mathbf{u}(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)) &\equiv \\ f(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t, \mathbf{u}'(t, \mathbf{r}'(t))) &\equiv \\ f'(t, \mathbf{r}'(t), \mathbf{u}'(t, \mathbf{r}'(t))) &= \\ f'(t', \mathbf{r}'(t'), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))) &), \quad f = \rho, q, p, \mathbf{F}. \end{aligned}$$

Здесь и ниже у функции f при $f = \rho, \mathbf{u}$ третий аргумент отсутствует. Первое соотношение соответствует введению вектора в математике как объекта, инвариантного относительно системы координат, см. п. 2.5.1.

Для полных производных по времени имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} &= \frac{d\rho(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)}{dt} = \frac{d\rho'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt} \\ &= \frac{d\rho'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \frac{d\rho'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt'}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} &= \frac{d(\mathbf{u}(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t))}{dt} = \frac{d\mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt'}, \\ \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} &= \frac{d\rho'(t', \mathbf{r}'(t'))\mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt'}, \\ \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} &= \frac{d(\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)}{dt} = \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} + \mathbf{v}.\end{aligned}$$

Производные по пространству с учётом неизменности направлений единичных базисных векторов $\mathbf{i}_{\xi'} = \mathbf{i}_{\xi}$, $\xi = x, y, z$ преобразуются к виду

$$\begin{aligned}& \left(\frac{\partial f(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))}{\partial \xi} \right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ & \left(\lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \frac{f(t, \mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})) - f(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))}{\Delta \xi} \right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ & \lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \left(\frac{f(t, \mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})) - f(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r}))}{\Delta \xi} \right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ & \lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \frac{f(t, \mathbf{r}(t) + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t) + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})) - f(t, \mathbf{r}(t), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{\Delta \xi} = \\ & \lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \frac{f'(t', \mathbf{r}'(t') + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t') + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})) - f'(t', \mathbf{r}'(t'), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')))}{\Delta \xi} = \\ & \lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \left(\frac{f'(t', \mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})) - f'(t', \mathbf{r}', \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'))}{\Delta \xi} \right)_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')} = \\ & \left(\lim_{\Delta \xi \rightarrow 0} \frac{f'(t', \mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})) - f'(t', \mathbf{r}', \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'))}{\Delta \xi} \right)_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')} = \\ & \left(\frac{\partial f'(t', \mathbf{r}', \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'))}{\partial \xi'} \right)_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')}, \quad f = \rho, \mathbf{u}, p.\end{aligned}$$

Подставляя все эти формулы в уравнения (4)–(6), получаем

$$\frac{d\rho'(t', \mathbf{r}'(t'))}{dt'} = -\rho'(t', \mathbf{r}'(t')) (\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'))_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t)} \quad (9)$$

$$+ \frac{1}{k_{m,0}} q'(t', \mathbf{r}'(t), \mathbf{u}'(t, \mathbf{r}'(t))),$$

$$\frac{d(\rho'(t', \mathbf{r}'(t')) \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')))}{dt'}$$

$$= \frac{1}{k_{m,0}} (\mathbf{F}'(t', \mathbf{r}', \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')) \quad (10)$$

$$+ \nabla_{\mathbf{r}'} p'(t', \mathbf{r}', \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'))_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t)}),$$

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) - \mathbf{v} \text{ или } \frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')) - \mathbf{v}. \quad (11)$$

То есть вид уравнений неразрывности и движения эфира (4), (5) не меняется при преобразовании Галилея, а скорость радиус-вектора $\mathbf{r}'(t')$ точки в штрихованной системе координат является разностью скорости в исходной системе координат (6) и скорости \mathbf{v} , с которой движется штрихованная система. Таким образом, формулы (4), (5) инвариантны, а формула (6) неинвариантна относительно преобразования Галилея.

Физическая интерпретация свойства инвариантности законов сохранения (4), (5) состоит в том, что в движущейся системе координат в этих законах не возникают новые источники и силы, явно зависящие от скорости движения координат \mathbf{v} (при этом проекции траектории лагранжевой частицы на оси исходной и подвижной систем различаются). Такая интерпретация галилеевой инвариантности позволяет в некоторой области, движущейся с постоянной скоростью \mathbf{v} и изолированной от воздей-

ствия набегающей среды, строить с использованием неподвижной относительно этой области системы координат свою локальную модель описания процессов, не содержащую \mathbf{v} . Задача построения локальной математической модели на основе свойства инвариантности уравнений подробно обсуждается в п. 2.5.1.

Из доказательства ясно, что вид уравнений неразрывности и движения (4), (5) не меняется и при движении штрихованной системы координат с ускорением $d\mathbf{v}(t)/dt$, то есть при замене

$$t' = t, \quad \mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t)t.$$

При этом из вектора скорости в штрихованной системе вычитается дополнительная компонента, пропорциональная ускорению,

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')) - \mathbf{v}(t') - t' \frac{d\mathbf{v}(t')}{dt'},$$

так как

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{d(\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}(t)t)}{dt} = \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v}(t) + t \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt}.$$

Таким образом, уравнения неразрывности и движения эфира (4), (5) остаются неизменными и в рассмотренной неинерциальной системе отсчёта.

Доказанное утверждение имеет важнейшее фундаментальное методологическое значение. Из него следуют, по крайней мере, два важных вывода:

1. Объекты эфира можно изучать с помощью уравнений (4), (5) в любой системе координат, радиус-вектор начала которой движется по закону $\mathbf{v}(t)t$. Это позволяет, например, упрощать

задачи, рассмотрев объект и эфир вокруг него без учёта их движения относительно других тел.

2. В работе [45], а также в более общем случае далее в п. 2.1 показано, что обобщённые и классические уравнения Максвелла являются математическим следствием инвариантных по Галилею уравнений неразрывности и движения эфира, но из-за использования неинвариантного по Галилею преобразования теряют инвариантность по Галилею, см. п. 2.5.3, 2.5.4. Известно, что классические уравнения Максвелла инвариантны при преобразовании Лоренца [14, с. 306; 87; 92]. Однако магнитное (20) и электрическое (21) поля выражаются через плотность и скорость эфира и, как показано в п. 2.5.3, инвариантны по Галилею. Данное обстоятельство снимает необходимость привлечения преобразований Лоренца и основанной на них релятивистской теории к объяснению электромагнитных и других явлений природы.

Отметим, что в случае более общего преобразования координат $\mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t, \mathbf{r}(t))t$ условие $\mathbf{i}_{\xi'} = \mathbf{i}_{\xi}$, вообще говоря, нарушается, формула для пространственной производной по ξ' усложняется и в уравнениях в штрихованной системе координат появляются дополнительные члены.

1.4. Плотность энергии, плотность мощности эфира. Давление эфира. Уравнение состояния эфира

Привлечение уравнения состояния можно интерпретировать как описание динамики среды с помощью последовательности квазиравновесных состояний. Такой подход часто используется при моделировании эволюционных процессов (см., например, п. 1.1 в [57, 58]).

Установим сначала энергетическую характеристику эфира, исходя из второго закона Ньютона. Пусть находящаяся в покое лагранжева частица эфира за время Δt приобретает скорость $\mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))$ под воздействием объёмной плотности силы

$\Delta \mathbf{F}$ и проходит расстояние $\Delta \mathbf{l} = \mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\Delta t$. Тогда по второму закону Ньютона

$$\frac{\rho_m(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))}{\Delta t} = \Delta \mathbf{F}.$$

При этом совершается объёмная плотность работы $\mathcal{A} = \Delta \mathbf{F}\Delta \mathbf{l}$.

Тогда

$$\frac{\rho_m(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\Delta \mathbf{l}}{\Delta t} = \Delta \mathbf{F}\Delta \mathbf{l},$$

$$\frac{\rho_m(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\mathbf{u}^2(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\Delta t}{\Delta t} = \mathcal{A},$$

$$\rho_m(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\mathbf{u}^2(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t)) = \mathcal{A}.$$

Взяв предел $\Delta t \rightarrow 0$ при постоянной плотности работы \mathcal{A} , получаем выражение

$$\mathcal{A}(t, \mathbf{r}(t)) = \rho_m(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t)), \quad (12)$$

которое можно интерпретировать как объёмную плотность кинетической энергии эфира, обладающего скоростью \mathbf{u} .

Основное отличие от обычного способа введения плотности кинетической энергии в общей физике как плотности работы силы по перемещению элементарного объёма между точками (см., например: [26, с. 131–133]) состоит в использовании здесь предельного перехода при условии постоянной плотности работы $\mathcal{A} = \Delta \mathbf{F}\Delta \mathbf{l}$, то есть при действии плотности силы $\Delta \mathbf{F}$, имеющей вид δ -функции. Такой предельный переход означает, что энергосодержание лагранжевой частицы определяется заданной фиксированной переданной плотностью энергии \mathcal{A} . Кроме того,

в предлагаемом подходе сразу учтена возможность изменения плотности эфира $\rho_m(t)$ за счёт сообщения лагранжевой частице плотности энергии \mathcal{A} .

Отметим также, что рассмотрение импульсной (мгновенной) генерации движения из состояния покоя является общепринятой методикой в механике сплошной среды (см., например: [17, п. 3.3, 3.7, 4.1; 16, с. 636]).

В случае $\rho_m = \rho_{m,0}$ и $u = c$, где c – скорость свободного распространения волны в эфире от возмущения (см. с. 97 в п. 4, посвящённом волнам в эфире, а также п. 2.1, где c вводится как эфиродинамическая постоянная и показывается, что она равна скорости света), получается результат

$$\mathcal{A} = \rho_{m,0}c^2,$$

который по виду аналогичен так называемой релятивистской формуле для плотности энергии покоя.

Определим плотность мощности течения эфира как полную производную по времени от плотности кинетической энергии (12)

$$w(t, \mathbf{r}(t)) \equiv \frac{d\mathcal{A}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{d\left(\rho_m(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t))\right)}{dt}. \quad (13)$$

В лагранжевых переменных имеем

$$\begin{aligned} w(t, \mathbf{r}(t)) &= \frac{d\left(\rho_m(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t))\right)}{dt} = \\ &= \frac{\partial\left(\rho_m(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t))\right)}{\partial t} + \left(\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)}\right)\left(\rho_m(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t))\right) = \end{aligned}$$

$$\frac{\partial (\rho_m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t)))}{\partial t} + \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} (\rho_m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}(t)))$$

или в эйлеровых переменных

$$w(t, \mathbf{r}) = \frac{\partial (\rho_m(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}^2(t, \mathbf{r}))}{\partial t} + \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} (\rho_m(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}^2(t, \mathbf{r})). \quad (14)$$

В настоящее время отсутствуют эксперименты по определению уравнения состояния эфира. Поэтому приходится использовать те или иные гипотезы и проверять их адекватность, сравнивая следствия этих гипотез с известными из эксперимента фактами.

Получим уравнение состояния на основе предположения о том, что давление эфира (значение диагонального элемента тензора внутренних напряжений с обратным знаком, см. с. 25), которое в данном пункте обозначим \wp , является функцией плотности энергии эфира

$$\wp = \wp(\rho_m \mathbf{u}^2).$$

Данное представление включает баротропность $\wp = \wp(\rho_m)$ как частный случай при $|\mathbf{u}| \approx \text{const}$.

Применяя формулу Тейлора в окрестности некоторого характерного значения $\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2$, находим

$$\wp(\rho_m \mathbf{u}^2) = \wp(\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2) + \left. \frac{\partial \wp(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi = \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2} (\rho_m \mathbf{u}^2 - \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2) +$$

$$O(\rho_m \mathbf{u}^2 - \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2)^2,$$

$$\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2 = \frac{\wp(\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2) - \wp(\rho_m \mathbf{u}^2)}{\left. \frac{\partial \wp(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi = \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2}} + \rho_m \mathbf{u}^2 +$$

$$O(\rho_m \mathbf{u}^2 - \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2)^2.$$

Обозначив давление эфира при отклонении от характерного состояния $\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2$ через

$$p \equiv \frac{\wp(\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2) - \wp(\rho_m \mathbf{u}^2)}{\left. \frac{\partial \wp(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi = \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2}},$$

отбрасывая члены второго порядка малости и добавляя плотность энергии внешних источников Π , приходим к следующему уравнению состояния:

$$\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2 = p + \rho_m \mathbf{u}^2 + \Pi,$$

или в электромагнитных единицах измерения плотности эфира (см. п. 1.1 и 20.1):

$$k_{m,0} \rho_* \mathbf{u}_*^2 = p + k_{m,0} \rho \mathbf{u}^2 + \Pi. \quad (15)$$

Уравнение состояния (15) означает, что сумма плотностей запасённой в напряжениях энергии эфира, энергии движения эфира и энергии внешних источников остаётся постоянной.

Значения характерных параметров ρ_* , u_* могут быть оценены по экспериментальным данным, см. п. 2.1, 20, а u_* – ещё и

теоретически на основе аналогии с молекулярно-кинетической теорией, см. п. 21.1–21.3.

В случае $\rho_* = \rho_0$, $|\mathbf{u}_*| = c$, $\Pi = 0$ уравнение состояния (15) означает, что при скорости $|\mathbf{u}| = c$ и $\rho = \rho_*$ давление p (внутреннее напряжение) в эфире отсутствует, а при малой скорости $|\mathbf{u}| \ll c$ (в покое) давление достигает максимального значения $p = p_{max} \equiv \rho_{m,0}c^2$, при этом отношение давления к плотности эфира становится равным квадрату скорости свободного распространения возмущений в эфире $p/\rho_{m,0} = c^2$. Иными словами, при $\rho_* = \rho_0$, $|\mathbf{u}_*| = c$, $\Pi = 0$ уменьшение скорости $|\mathbf{u}|$ по сравнению с $|\mathbf{u}_*| = c$ приводит к увеличению давления эфира p .

Подчеркнём, как будет ясно далее (п. 15.1, 15.2, 16.2, 17.1, 17.2), именно уравнение состояния (15) без множителя $1/2$ в $\rho\mathbf{u}^2$ приводит к закону Кулона и закону всемирного тяготения. Кроме того, формула (15) без $1/2$ позволяет непосредственно установить скорость распространения малых возмущений в эфире (19), а также воспроизвести коэффициент теплопроводности эфира (245), совпадающий с результатом применения к эфиру аналога молекулярно-кинетической теории.

Вычисление некоторых сил, действующих в эфире, и других функций будет основано на использовании градиента давления $\nabla_{\mathbf{r}}p$. Уравнение состояния позволяет определить $\nabla_{\mathbf{r}}p$, при этом конкретные значения констант ρ_* и u_* выпадают из левой части градиента от выражения (15).

Например, для плотности мощности течения эфира из (14) и (15) имеем

$$w(t, \mathbf{r}) = -\frac{\partial p(t, \mathbf{r})}{\partial t} - \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}}p(t, \mathbf{r}) - \frac{\partial \Pi(t, \mathbf{r})}{\partial t} - \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}}\Pi(t, \mathbf{r}). \quad (16)$$

В установившемся режиме (частные производные по времени обращаются в ноль) и отсутствии источников $\Pi = 0$ формула (16) упрощается

$$w(t, \mathbf{r}) = -\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} p(t, \mathbf{r}).$$

Рассмотрим это выражение на траектории $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ и подставим в него $\nabla_{\mathbf{r}} p$ из (5) при $\mathbf{F} = 0$

$$w(t, \mathbf{r}(t)) = k_{m,0} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) \cdot \frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt}.$$

Отсюда получаем представление для мощности в установившемся режиме на решении уравнения (5) с $\mathbf{F} = 0$

$$w(t, \mathbf{r}(t)) = \frac{k_{m,0}}{2\rho(t, \mathbf{r}(t))} \frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))^2}{dt} = \frac{1}{2\rho_m(t, \mathbf{r}(t))} \frac{d(\rho_m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))^2}{dt}. \quad (17)$$

Формула (17) является частным случаем общей формулы (13), так как справедлива для функций ρ и \mathbf{u} , обращающих уравнение (5) при $\mathbf{F} = 0$ в тождество.

Уравнение (15) позволяет оценить отношение приращения давления к приращению плотности в эфире. Рассмотрим случай небольших возмущений плотности ρ_m относительно характерного значения $\rho_{m,*}$. Дифференцируя (15) по $\rho_{m,*}$ и учитывая $\rho_m \approx \rho_{m,*}$, получаем при $\Pi = 0$

$$\frac{dp}{d\rho_{m,*}} = \mathbf{u}_*^2 - \mathbf{u}^2. \quad (18)$$

Если отклонения от характерной скорости малы $\mathbf{u}^2 \ll \mathbf{u}_*^2$, то формула (18) переходит в

$$\frac{dp}{d\rho_{m,*}} \approx \mathbf{u}_*^2. \quad (19)$$

Соотношение (19) совпадает с формулой для скорости распространения малых возмущений, применяемой в механике сплошной среды, см., например, формулы (57), (65) в [9, с. 101–103]. Однако здесь соотношение (19) вводится не как обозначение квадрата некоторой скорости с постулированием неотрицательности левой части [9, формула (57); 14, формула (6.21)] и выяснением смысла этой скорости по решению простейшего уравнения колебаний, как в механике [9, с. 102; 15, п. 17], а является следствием уравнения состояния эфира.

Величина характерной скорости \mathbf{u}_* свободного движения в эфире ограничена. Экспериментально установлено, что скорость свободного распространения возмущений в эфире не превышает скорости света c .

В начале п. 1.3 отмечено, что преобразование Галилея всегда подразумевает наличие исходной системы координат, в которой определены искомые функции ρ и \mathbf{u} . Поэтому в исходной системе координат определено соотношение (15), в том числе определена плотность энергии $k_{m,0}\rho\mathbf{u}^2$. Замена переменных в векторе, понимаемом как направленный отрезок, и введение новой системы координат может привести к изменению проекций вектора на оси координат, но не к изменению длины и направления вектора, см., например, соотношение между \mathbf{u}' и \mathbf{u} на с. 34:

$\mathbf{u}'(t, \mathbf{r}'(t)) \equiv \mathbf{u}(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t) = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ (более подробно использование инвариантных объектов в математическом моделировании и инвариантных операций с ними обсуждено в п. 2.5). Таким образом, с точки зрения математической процедуры замены переменных формула (15) является инвариантной относительно преобразования Галилея. Такое понимание инвариантности базируется на априорном задании величин в исходной системе координат и их инвариантности относительно замены переменных.

Физическую интерпретацию данного понимания инвариантности можно проиллюстрировать на примере. Наблюдатель, находящийся в подвижной системе координат, которая движется вместе со средой, может не ощущать её движение и вообще не замечать наличие среды. Но если он остановится и подвергнется воздействию среды, то должен будет заключить, что среда обладает каким-то кинетическим свойством, которое необходимо отражать в её математической модели, даже если в какой-то системе координат это свойство не проявляется.

2. Вывод уравнений Максвелла из уравнений эфира

Задача получения уравнений Максвелла из классических подходов механики сформулирована достаточно давно. Например, Н.Е. Жуковский обсуждал направления её решения ещё в 1918 году [59].

В данном разделе представлен вывод обобщённой системы уравнений Максвелла – Лоренца из уравнений механики эфира (4)–(6), состоящей из уравнения неразрывности и второго закона Ньютона. Рассмотрены некоторые свойства этой системы. Результаты статьи [45] обобщены на случай присутствия в модели силы и градиента давления.

Полученные теоретически обобщённые уравнения Максвелла – Лоренца справедливы как на макро-, так и на микроуровне, что подтверждает гипотезу, использованную Лоренцом для описания микроуровневых электромагнитных процессов (см., например: [37, с. 338]).

В некоторых подходах уравнения Максвелла выводятся с использованием уравнения колебаний (см., например: [60, с. 98], а также [61, 109, 110]). Здесь вывод основан на исходной системе уравнений эфира, которая описывает не только колебательные процессы. Поэтому представленный здесь результат является более общим.

2.1. Вывод обобщённых уравнений Максвелла – Лоренца из уравнений эфира

Удобство рассмотрения вектора магнитной индукции \mathbf{B} и вектора напряжённости электрического поля \mathbf{E} обусловлено возможностью их измерения в натуральных экспериментах. Хотя техническая реализация измерений и их интерпретация – отдельная сложная задача (см., например: [88–90]).

Эфирные определения векторов \mathbf{B} и \mathbf{E} даны в работах [40, 46, 48, 50] как ротор и конвективная производная (производная вдоль кривой [51, п. 5.5-3, 16.10-8]) от плотности потока эфира:

$$\mathbf{B} \equiv c \nabla \times (\rho \mathbf{u}), \quad (20)$$

$$\mathbf{E} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{2} \nabla(\rho \mathbf{u})^2 - \rho \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) \right) = |\mathbf{u}| \nabla(\rho |\mathbf{u}|) - \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}, \quad (21)$$

где положительная константа c определяет единицы измерения \mathbf{B} . Если, как в системе СГС (с абсолютной гауссовой системой

для измерения электрических и магнитных величин), потребовать, чтобы \mathbf{B} и \mathbf{E} имели одинаковые единицы измерения, то c должна иметь размерность скорости. По аналогии с общей физикой определённую так скорость c назовём эфиродинамической постоянной. Сравнение теоретически полученных здесь уравнений Максвелла с установленными в единицах СГС экспериментально позволяет заключить, что константа c должна быть выбрана равной скорости света c (скорости свободного распространения возмущения в эфире).

Напомним, что в классической физике скорость c также вводится вместе с понятием магнитного поля и называется электродинамической постоянной. Её значение измеряется экспериментально и оказывается равным скорости света в вакууме (см., например: [28, с. 213]).

Отметим ещё раз, что никаких ограничений на величину скорости \mathbf{u} в уравнениях эфира (4)–(6) не накладывается. В том числе допускается возможность превышения скорости света.

Определения (20), (21) означают, что \mathbf{B} описывает вихревую компоненту плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$, а \mathbf{E} , являясь конвективной производной, описывает ускорение $\rho\mathbf{u}$ за счёт движения среды со скоростью \mathbf{u} (см., например: [9, с. 54; 14, с. 40]). Эти определения соответствуют представлениям Максвелла, который рассматривал магнетизм как вихревое движение, а ток как поступательное движение (см., например: [39, с. 212]).

Отметим, что в [41] предложено определение \mathbf{E} с использованием производной по времени: $\mathbf{E} \equiv -\partial\rho\mathbf{u}/\partial t$. Это определение при $\nabla P = 0$ и $\mathbf{F} = 0$ эквивалентно (21) в силу уравнения движения. В данной книге для случая $\nabla P \neq 0$ или $\mathbf{F} \neq 0$ применяется определение (21), которое означает сопоставление электрическому полю силы, вызванной изменением плотности потока $\rho\mathbf{u}$ за счёт движения среды со скоростью \mathbf{u} , и позволяет получить уравнения Максвелла как следствие второго закона Ньютона (5). Если при $\nabla P \neq 0$ или $\mathbf{F} \neq 0$ ввести определение \mathbf{E} как $\mathbf{E} \equiv$

$-\partial\rho\mathbf{u}/\partial t$ или $\mathbf{E} \equiv -\partial\rho\mathbf{u}/\partial t - (\nabla(\rho\mathbf{u})^2)/(2\rho)$, то уравнения Максвелла не получатся как следствия второго закона Ньютона, который, например, в случае $\mathbf{E} \equiv -\partial\rho\mathbf{u}/\partial t - (\nabla(\rho\mathbf{u})^2)/(2\rho)$ переходит в $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c + (\mathbf{F} + \nabla P)/k_{m,0} = 0$. Подчеркнём, что введение различных обозначений может изменить форму представления исходных уравнений эфира и их трактовку, однако математическая суть исходной задачи в терминах искомых функций ρ и \mathbf{u} сохраняется.

В геометрической интерпретации представление плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$ в форме (20), (21) является некоторым специальным представлением её в виде двух векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} . Эти векторы будут перпендикулярны, то есть $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$, если $(\nabla \times \rho\mathbf{u}) \cdot \nabla(\rho\mathbf{u})^2 = 0$. В общем случае $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$, что выполнено, например, для вектора $\rho\mathbf{u} = a_x(x)\mathbf{i}_x + a_y(z)\mathbf{i}_y + 0\mathbf{i}_z$, где $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$ – единичные базисные векторы декартовых координатах.

Покажем, что введённые определениями (20), (21) векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} удовлетворяют уравнениям, которые можно интерпретировать как обобщённые уравнения Максвелла.

В [46, 48] предложены частные обобщения уравнений Максвелла. Получим по аналогии с [45] из уравнений эфира самые общие макроуровневые уравнения Максвелла. Для этой цели удобно записать систему (4)–(6) в эйлеровых переменных

$$\frac{\partial\rho(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})) = \frac{1}{k_{m,0}} q(t, \mathbf{r}, \rho(t, \mathbf{r}), \mathbf{u}(t, \mathbf{r})), \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})}{\partial t} + (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}})(\rho(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r})) = \\ & \frac{1}{k_{m,0}} \left(\mathbf{F}(t, \mathbf{r}, \rho(t, \mathbf{r}), \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}} P(t, \mathbf{r}, \rho(t, \mathbf{r}), \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Переход от лагранжевых к эйлеровым переменным подробно описан в п. 2.5.2.

Согласно уравнению движения (23), введение \mathbf{E} по формуле (21) означает трактовку электрического поля как силового члена в левой части уравнения (23), равного производной плотности потока эфира вдоль траектории (кривой, направлению) или части полной производной по времени, содержащей дифференцирование по пространственным координатам [51, п. 5.5-3, 16.10-8].

Следует отметить, что соотношение между \mathbf{E} и \mathbf{V} , возникающее в определении \mathbf{E} (21), является также следствием уравнения движения (23). Действительно, из формул (21) и (23) имеем

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}}. \quad (24)$$

Подставив теперь (24) в (23) и воспользовавшись выражениями (21), (20), получаем

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{V} = |\mathbf{u}| \nabla(\rho|\mathbf{u}|). \quad (25)$$

Таким образом, соотношение (25) представляет собой другую форму записи закона сохранения количества движения эфира (23). Поле силы Лоренца $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{V}/c$ фигурирует далее во многих законах (см. также формулу (84), устанавливающую с помощью уравнения состояния (15) связь $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{V}/c$ с градиентами давления и плотности эфира).

Отметим, что формула (25) не зависит от вида правой части уравнения (23), то есть справедлива и на микро-, и на макроуровне. Эта формула позволяет классифицировать потоки эфира (см. в п. 15). Кроме того, формулу (25), а также источники и силы в (4), (5) можно пытаться использовать для экспериментального подтверждения наличия эфира.

Левая часть (25) является полем, соответствующим силе Лоренца, а правая – представлением силового воздействия эфира

через его плотность и скорость. Поэтому уравнение (25) можно трактовать как представление силы, возникающей при движении эфира, с помощью векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} .

Подчеркнём, что равенство (24) даёт другое эфирное представление для вектора электрического поля $\mathbf{E} = -\partial\rho\mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{F} + \nabla P)/k_{m,0}$, полученное с использованием уравнения движения. В случае потенциальной силы $\mathbf{F} = -\nabla U_F$ электрическое поле \mathbf{E} представляется в виде суммы градиента скалярного потенциала и частной производной по времени от векторного потенциала: $\mathbf{E} = -(\nabla U_F - \nabla P)/k_{m,0} + \partial(\mathbf{A}/c)/\partial t$, $\mathbf{A} \equiv c\rho\mathbf{u}$. Это выражение теоретически обосновывает вводимые в физике потенциалы для электрического поля.

Уравнение (23) на решении обращается в тождество, которое можно подвергнуть различным преобразованиям.

Применим к (23) оператор $c\nabla \times$. С учётом $\nabla \times \nabla P = 0$ получим

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c\nabla \times \mathbf{E} = \frac{c}{k_{m,0}} \nabla \times \mathbf{F}. \quad (26)$$

По аналогии с классической физикой назовём это уравнение обобщённым уравнением Фарадея.

Взяв дивергенцию от (20), (21), находим

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} 4\pi\sigma &\equiv \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} (\rho\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}) \right) \\ &= \nabla \cdot (|\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|)) - \nabla \cdot (\mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho\mathbf{u}))), \end{aligned}$$

где σ имеет смысл плотности заряда, определяемой течением эфира. В физике формула (28) называется электростатической теоремой Гаусса в дифференциальной форме [28, п. 7]. Здесь эта формула получена как следствие определений электрического поля \mathbf{E} и плотности заряда σ в эфире.

Применим к уравнению (23) оператор производной вдоль кривой $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$. Получим

$$\begin{aligned} \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) &= \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j}, & (29) \\ 4\pi \mathbf{j} &\equiv (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \\ &\nabla \times \left(\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})) \right) + \\ &\nabla \times \left(\mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) \right) - \left(((\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) \cdot \nabla \right) \mathbf{a} + \\ &\left(\left(\frac{q}{\rho} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{F} + \nabla p}{\rho k_{m,0}} \right) \cdot \nabla \right) \mathbf{a} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}}, \\ \mathbf{a} &\equiv \rho \mathbf{u}, \quad \mathbf{b} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a} = (\nabla |\mathbf{a}|^2 / 2 - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{a})) / \rho, \end{aligned}$$

где \mathbf{j} имеет смысл плотности электрического тока. Назовём формулу (29) обобщённым уравнением Ампера.

При выводе уравнения (29) использовались известные правила действия с оператором ∇ (см., например, таблицу 5.5-1 в [51])

$$\begin{aligned} (\mathbf{u} \cdot \nabla) ((\mathbf{u} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{u})) &= (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \\ (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}), & \\ \mathbf{u} \times \mathbf{b} &= \mathbf{u} \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a}) = \\ \mathbf{u} \times ((\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u}) - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})) - \mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})), & \end{aligned}$$

выражение для двойного векторного произведения

$$\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})) = \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})\nabla \times \mathbf{a}$$

и аналог формулы (3) из [52], который получается подстановкой $d\rho/dt$ из уравнения (4) в уравнение (5) при $\rho \neq 0$,

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \frac{q}{\rho}\mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho}. \quad (30)$$

Более подробно вывод формулы (29) описан в приложении 1 на с. 586.

Взяв дивергенцию от уравнения (29), получаем соотношение между плотностью заряда и плотностью электрического тока

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (31)$$

которому можно придать вид закона сохранения заряда (см. замечание в конце п. 3).

Дифференцируя (24) по времени и подставляя $\partial \mathbf{E}/\partial t$ в (29), находим другое эфирное представление для плотности электрического тока

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \left(\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) + \frac{\partial^2 \rho \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{1}{k_{m,0}} \frac{\partial (\mathbf{F} + \nabla P)}{\partial t} \right). \quad (32)$$

Выше отмечено, что применение операторов $c\nabla \times$ и $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$ можно интерпретировать как некоторое специальное разложение вектора в левой части уравнения (23) на два вектора, приводящее к формулам (26) и (29). Если в результате такого разложения получаются линейно независимые векторы, то каждое из уравнений (26) и (29) даёт существенную информацию о поведении \mathbf{E} и \mathbf{B} .

В случае $|\mathbf{u}| \approx c$, $\nabla \times \mathbf{F} = 0$ и экспериментально определяемых σ и \mathbf{j} уравнения (26)–(29) переходят в классическую систему уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi \sigma. \end{aligned} \quad (33)$$

Согласно [56], введение векторов \mathbf{H} и \mathbf{D} является искусственным приёмом и не обязательно. Все эффекты среды входят в σ и \mathbf{j} (см. уравнения (2.1.1) и обсуждение на с. 24–26 в [56], а также п. 1.1 в [57] или [58]).

Уравнение (25), умноженное на плотность заряда, переходит в плотность силы Лоренца \mathbf{F}_L

$$\mathbf{F}_L = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right).$$

Вывод этой формулы из второго закона Ньютона представлен в п. 16.1.

Таким образом, систему (20)–(23), (25), или (22), (23), (25)–(28), или (22), (23), (26)–(29), где искомыми являются функции ρ , \mathbf{u} , \mathbf{E} , \mathbf{B} , можно интерпретировать как систему обобщённых уравнений Максвелла, а вместе с формулой для \mathbf{F}_L – как систему обобщённых уравнений Максвелла – Лоренца.

Важно отметить, что исходные уравнения эфира (22), (23) инвариантны относительно преобразования Галилея (см. п. 1.3). Причинами потери такой инвариантности в уравнениях Максвелла являются неинвариантное преобразование уравнения движения эфира, использование достаточно сложных дифференциальных операторов, трактовка полей и плотности электрического тока в отсутствие какой-либо среды, линеаризация нелинейных

уравнений эфира при $|\mathbf{u}| \approx c$. Вопрос об инвариантности обобщённых и классических уравнений Максвелла подробно рассмотрен в п. 2.5.

Условия (27), (28), сужающие в уравнениях Максвелла класс допустимых решений, можно трактовать как некоторую компенсацию расширения множества решений, возникающего при применении дифференциальных операторов к уравнению движения эфира.

В физике до сих пор дискутируется вопрос о наличии или отсутствии члена $\partial \mathbf{E} / \partial t$ в уравнениях Максвелла. В эфирной трактовке электромагнитного поля данный вопрос имеет простой ответ.

Вывод уравнения (29), как и в теории Максвелла, является несколько искусственным. При получении формулы (29) проводилось выделение в явном виде векторов $\partial \mathbf{E} / \partial t$ и $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B} / c)$. Такие формальные операции являются справедливыми, но могут затруднять физическую интерпретацию некоторых явлений. Каждый из векторов \mathbf{E} и \mathbf{j} выражается через ρ и \mathbf{u} . Поэтому \mathbf{E} и \mathbf{j} не являются независимыми величинами. Производную $\partial \mathbf{E} / \partial t$ в (29) можно представить через ρ , \mathbf{u} , например, с помощью формулы (21) $\partial \mathbf{E} / \partial t = \partial((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) / \partial t$ и включить в плотность тока \mathbf{j} , которая и без этого имеет сложную структуру и может быть отлична от нуля не только из-за движения заряженных частиц. В результате уравнение (29) записывается в другой эквивалентной форме

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) = 4\pi \mathbf{j}_{\text{total}}, \quad \mathbf{j}_{\text{total}} \equiv \mathbf{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (34)$$

Полная плотность тока $\mathbf{j}_{\text{total}}$ состоит из суммы плотности электрического тока, связанного с плотностью заряда уравнением (31), и плотности тока, вызванного изменяющимся во времени электрическим полем.

Формула (34) при $|\mathbf{u}| \approx c$ обычно применяется на практике в электротехнике, когда детали природы возникновения тока не имеют большого значения.

Кроме того, вопрос о $\partial \mathbf{E} / \partial t$ в принципе не возникает, если вместо уравнения (29) использовать поле силы Лоренца (25), имеющее более ясный физический смысл. В этом случае $\partial \mathbf{E} / \partial t$ не входит в систему уравнений для \mathbf{E} и \mathbf{B} (см. также п. 2.2).

Выражения для σ и \mathbf{j} через скорость и плотность эфира позволяют рассчитывать σ и \mathbf{j} теоретически. С помощью специально возбуждаемых движений эфира можно получить плотность ρ и скорость \mathbf{u} в вакууме, соответствующие электрическому току и плотности заряда. Причём присутствие самих носителей заряда и тока, например элементарных частиц, не обязательно.

В систему обобщённых уравнений Максвелла могут быть добавлены дополнительные условия и члены в функции σ , \mathbf{j} , \mathbf{F} , ∇P , описывающие взаимодействие потоков эфира с разрывами или макроскопическими объектами.

Приведём простейший пример решения обобщённых уравнений Максвелла. При $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$, $\nabla P = 0$ уравнениям эфира (22), (23) удовлетворяют плотность $\rho = \text{const}$ и скорость $\mathbf{u} = u_a \cos(vt - vz/c) \mathbf{i}_x + u_a \sin(vt - vz/c) \mathbf{i}_y + c \mathbf{i}_z$, где u_a – амплитуда поперечной скорости. Согласно формулам (20), (21), данным скорости и плотности эфира соответствует плоская монохроматическая циркулярно поляризованная электромагнитная волна. Известно, что такая волна удовлетворяет и классическим уравнениям Максвелла (33). Более подробно волновые процессы в эфире рассмотрены в п. 4.

Достоинством эфирного представления электромагнитных волн является присутствие в явном виде компоненты скорости в направлении распространения волны помимо поперечной колебательной компоненты (см. также формулы (80), (214)). Поэтому эфирное представление электромагнитной волны позволяет объяснить наблюдаемый в экспериментах корпускулярно-волновой

дуализм как течение эфира с ненулевой компонентой вдоль направления движения. В векторах \mathbf{E} и \mathbf{B} компоненты в направлении распространения волны отсутствуют, что вызывает трудности интерпретации экспериментальных сведений о движении волн. В общем случае \mathbf{E} и \mathbf{B} несут неполную информацию о плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$.

2.2. Вычисление электрического и магнитного полей

В предыдущем пункте представлены три формы записи уравнений эфира, содержащие \mathbf{E} и \mathbf{B} : (20)–(23), (25); (22), (23), (25)–(28); (22), (23), (26)–(29). Показано, что каждая из этих форм может быть интерпретирована как обобщение уравнений Максвелла – Лоренца. Возникает вопрос о наиболее удобном способе расчёта \mathbf{E} и \mathbf{B} .

Уравнения (26)–(29) получены с помощью дифференцирования. В результате эти уравнения могут иметь более широкий класс решений \mathbf{E} и \mathbf{B} , чем исходная система (20)–(23). Кроме того, при рассмотрении задачи в форме (20)–(23) требуется решить лишь два уравнения (22), (23) относительно скалярной функции ρ и векторной функции \mathbf{u} , по которым затем с помощью формул (20), (21) вычисляются две векторные функции \mathbf{E} и \mathbf{B} . Поэтому система (20)–(23) является более предпочтительной для расчёта электрического и магнитного полей.

Таким образом, независимо от физической интерпретации уравнений эфира (1)–(6) и обобщённых уравнений Максвелла – Лоренца, система (1)–(3) или макроуровневая система (4)–(6) даёт эффективный математический аппарат для нахождения электромагнитного поля. В работе [50] предложена удобная для применения численных методов форма записи уравнений (1)–(3), представлен численный алгоритм решения задач динамики эфира, проиллюстрировано его применение к расчёту процесса образования мезоатома водорода из протона и мюона.

Векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} могут быть измерены, поэтому представляет интерес обратная задача о нахождении ρ и \mathbf{u} по заданным \mathbf{E} и \mathbf{B} . Решить такую задачу можно, например, определив вектор $\rho\mathbf{u}$ из уравнения (20) и подставив его в систему уравнений (22), (23), (15) для вычисления ρ и \mathbf{u} по отдельности.

2.3. Векторный потенциал. Физическая интерпретация

Выше уже обсуждалась возможность введения векторного потенциала $\mathbf{A} \equiv c\rho\mathbf{u}$. Вектор \mathbf{A} действительно является векторным потенциалом, так как, согласно (20),

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}.$$

Компоненты вектора \mathbf{A} при использовании механических единиц измерения ρ имеют размерность плотности энергии. Направление \mathbf{A} указывает направление движения плотности энергии. В [50] для решения системы (1)–(3) доказано сохранение $|\mathbf{A}(t, \mathbf{r}(t))|$ на траектории движения точки эфира $\mathbf{r}(t)$, что является аналогом закона сохранения энергии.

Вектор $(|\mathbf{u}|/c)\nabla|\mathbf{A}|$ в электромагнитных единицах, согласно (25), имеет размерность напряжённости электрического поля и описывает силовое воздействие эфира. Величина $-|\mathbf{A}|$ для $|\mathbf{u}| = c$ при отсутствии магнитного поля представляет собой электрический потенциал.

С помощью формулы (21) вектор \mathbf{E} выражается через векторный потенциал и плотность эфира

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\rho c^2} (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A} = \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{1}{2} \nabla A^2 - \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right).$$

Ещё одно представление \mathbf{E} обсуждено на с. 51.

Обобщённые уравнения Максвелла – Лоренца можно также записать в различной форме относительно функций ρ , \mathbf{A} , \mathbf{E} , \mathbf{B} .

Реальное существование векторного потенциала (или течения эфира) подтверждено прямыми экспериментами [88–90].

Определение \mathbf{B} (20), фактически использующее векторный потенциал $\mathbf{A} \equiv c\mathbf{r}\mathbf{u}$, позволяет обосновать непотенциальность магнитного поля \mathbf{B} в неограниченном пространстве, то есть то, что \mathbf{B} не представимо в виде градиента некоторой скалярной функции $b \neq 0$, обращающейся в ноль на бесконечности. Докажем от противного. Допустим, что \mathbf{B} представимо в виде $\mathbf{B} = \nabla b$, где $b \neq 0, b \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Тогда $\nabla \times \mathbf{A} = \nabla b$. Возьмём дивергенцию от этого равенства. Получим уравнение Лапласа $\Delta b = 0$. Данное уравнение в неограниченном пространстве с условием $b \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$ имеет только нулевое решение $b \equiv 0$ (например, как предел решений задач в ограниченной области с нулевым граничным условием [62, гл. IV, п. 2]). Полученное противоречие доказывает утверждение о непотенциальности \mathbf{B} в неограниченном пространстве.

В ограниченной области, где нет электрических токов, магнитное поле потенциально, а где есть – непотенциально, см., например: [28, с. 228, 233].

2.4. Обобщённые уравнения колебаний электрического и магнитного полей

Получим из уравнений Фарадея (26) и Ампера (29)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times \mathbf{F}, \quad (35)$$

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j} \quad (36)$$

уравнения колебаний электрического и магнитного полей, обобщающие обычно рассматриваемые в физике уравнения, см., например: [33, с. 17–22].

Применим операцию ротор к уравнениям (35) и (36)

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) &= -\frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \\ \nabla \times \left(\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) \right) &= \nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \nabla \times \mathbf{j}.\end{aligned}$$

Воспользуемся в левых частях векторным тождеством [51, п. 5.5-5]

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{a}) - \nabla^2 \mathbf{a},$$

а в правых – поменяем местами ротор и частную производную по времени (возможно в системе координат с векторами локального базиса, не зависящими от времени). Получим

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \quad (37)$$

$$\nabla \left(\nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) \right) - \nabla^2 \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) = \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \nabla \times \mathbf{j}. \quad (38)$$

Возьмём частную производную по времени от уравнения (36) и разделим его на c^2

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \quad (39)$$

Умножим формулу (37) на минус единицу, перенесём в ней член $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$, равный $4\pi\nabla\sigma$ (28), в правую часть и вычтем из получившегося выражения уравнение (39). Получим

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 4\pi\nabla\sigma + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \left(\left(1 - \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \mathbf{B} \right) \right) - \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}). \quad (40)$$

Рассмотрим теперь уравнение (38). Подставим в него представление $\nabla \times \mathbf{E}$ из (35), прибавим $c\nabla^2 \mathbf{B}$ к обеим частям и разделим на c

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \left(\nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) \right) - \nabla^2 \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) - \frac{1}{k_{m,0}c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j}.$$

Упростим выражение, используя $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (27),

$$\nabla \left(\nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) \right) = \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \nabla \cdot \mathbf{B} + \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \cdot \mathbf{B} \right) = \nabla \left(\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \right).$$

Тогда

$$\begin{aligned}
& \nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \\
& -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} + \nabla^2 \left(\left(1 - \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \mathbf{B} \right) + \nabla \left(\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \right) \\
& - \frac{1}{k_{m,0}c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}.
\end{aligned} \quad (41)$$

Уравнения (40), (41) представляют собой обобщения уравнений колебаний электрического и магнитного полей.

При $|\mathbf{u}|/c \approx 1$, $\mathbf{F} = 0$ они переходят в известные уравнения [33, с. 17–22]

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 4\pi \nabla \sigma + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \\
\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j}.
\end{aligned}$$

В предельном случае $|\mathbf{u}|/c \ll 1$ формулы (40), (41) не содержат оператор Лапласа

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= -4\pi \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \\
\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} &= 4\pi c \nabla \times \mathbf{j} + \frac{c}{k_{m,0}} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}.
\end{aligned}$$

Здесь при упрощении уравнения (40) использовалось представление для $\partial \mathbf{B} / \partial t$ из (35).

В другом предельном случае $|\mathbf{u}|/c \gg 1$ уравнения (40), (41) переходят в

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 4\pi \nabla \sigma + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \\
\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \left(\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \mathbf{B} \right) \right) &- \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \\
\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} &= \\
-\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} + \nabla \times \left(\nabla \times \left(\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \mathbf{B} \right) \right) &- \frac{1}{k_{m,0} c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}.
\end{aligned}$$

Применим в обоих уравнениях формулу (36)

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 4\pi \nabla \sigma + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \\
\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j} \right) &- \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \\
\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} &= \\
-\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} &- \frac{1}{k_{m,0} c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}.
\end{aligned}$$

Во втором уравнении выразим $\nabla \times \mathbf{E}$ из (35). Имеем

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{E} &= 4\pi \nabla \sigma - \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \\
\nabla^2 \mathbf{B} &= 0.
\end{aligned}$$

Таким образом, при $|\mathbf{u}|/c \gg 1$ уравнения (40), (41) не содержат производных по времени.

2.5. *Изучение вопроса об инвариантности обобщённых и классических уравнений Максвелла при преобразовании Галилея

2.5.1. Инвариантность в математическом моделировании и физике

Обсудим роль инвариантных относительно системы координат понятий и количественных соотношений в методологии математического моделирования и методологии физики.

При построении адекватных математических моделей процессов важно исходить из того, что природа ничего не знает о придуманных человеком системах координат и способах измерения времени. Понятия координат и времени вводятся для формализации описания наблюдаемых явлений в рамках имеющихся математических средств. Эти понятия являются одними из исходных при построении математической модели.

Философские вопросы, связанные с системами координат, пространством и временем, выходят за рамки данной книги. Их обсуждение можно найти в работах [102, 80, 103, 104].

С точки зрения практического применения записываемые с помощью математического аппарата количественные соотношения должны максимально отражать и раскрывать механизмы протекающих в природе процессов, а не выражать абстрактный формализм каких-то количественных постулатов. Успешно используемые на практике математические модели следуют именно такой цели.

Во многих практических задачах наибольший интерес представляет изучение характеристик объекта относительно его

* Данный раздел требует углублённого знания фундаментальных математических понятий, дифференциального исчисления, векторного анализа и систем координат [51, гл. 3–6, 16]. При первом ознакомлении с книгой этот раздел может быть пропущен.

предыдущего положения в пространстве, а не относительно некоторой искусственно выбранной системы координат. Для абстрактного описания таких независимых от системы координат свойств используется математическое понятие «вектор».

Изначально математическое понятие вектора как направленного отрезка не связывается с какой-либо системой координат и является в этом смысле инвариантным [113, п. 28]. Такие векторы, как скорости и силы, обычно определяются впервые на геометрическом языке как «величины, обладающие длиной и направлением», или, другими словами, как величины, которые могут быть представлены в виде направленных отрезков, складывающихся по «правилу параллелограмма» [51, п. 5.1]. Система координат вводится для более детального описания количественных соотношений, в которых участвуют векторы. При этом сам вектор, как математическое понятие, является инвариантным относительно системы координат, но его проекции на координатные оси могут быть различными в различных системах координат.

Выбор исходной системы координат обычно связан с опытными данными. При этом, если какое-то свойство, например наличие движения (скорости) среды, наблюдается в исходной системе координат, то полноценная математическая модель среды, описывающая этот опыт, должна отражать наличие скорости при переходе к другим системам координат. Иными словами, в новой системе координат модель должна описывать тот же процесс, который происходит в исходной системе координат. Понятие вектора как направленного отрезка позволяет строить такие модели.

Замена переменных в системе уравнений с использованием взаимно однозначных достаточно гладких функций приводит к математически эквивалентной системе уравнений. Поэтому переход к таким новым переменным не добавляет никаких новых закономерностей (количественных связей) в соотношения и не

меняет физического содержания процессов, описываемых исходной системой. Замена переменных обычно применяется с целью упрощения записи уравнений.

Геометрически замена переменных означает переход к новой системе координат, возможно, криволинейной и подвижной относительно исходных координат.

Отдельный интерес представляет замена переменных, не изменяющая вид уравнения как математической формулы. Свойство уравнения сохранять вид при некоторой замене переменных называется инвариантностью уравнения относительно этой замены, а сама замена называется инвариантным преобразованием уравнения.

Физическая интерпретация свойства инвариантности уравнения относительно некоторого преобразования состоит в том, что в новой системе координат, построенной по закону данного преобразования, в уравнении не возникает источников, стоков и сил (дополнительных членов), явно зависящих от параметров закона движения новой системы координат относительно исходной. Такая интерпретация инвариантности позволяет строить упрощённую локальную модель в движущейся области, экстраполировать подтверждённую опытом модель на ещё не достижимые на практике условия или учитывать какие-то внешние по отношению к изучаемой системе факторы.

Рассмотрим типичный пример построения локальной модели на основе заданной исходной модели. Пусть в исходной системе координат дано уравнение, содержащее некоторые функции, в том числе вектор скорости. Предположим, что уравнение инвариантно относительно некоторой замены переменных. Эту замену назовём для краткости «инвариантное правило». Пусть все точки области Ω движутся по инвариантному правилу и в Ω начинают развиваться процессы, описываемые в исходной системе координат заданным уравнением. Допустим, что Ω изолирована от воздействия набегающей среды. Построим в области Ω

на основе заданного уравнения локальную модель процессов, не учитывающую движение Ω по инвариантному правилу.

Введём в каждой точке Ω локальную систему координат (вообще говоря, криволинейную), движущуюся по инвариантному правилу. Определим вектор локальной скорости в области Ω только как скорость изменения локальных координат без учёта их связи с исходными координатами. Аналогично определим и другие функции, входящие в исходное уравнение, как функции только локальных координат. В общем случае вектор локальной скорости не равен вектору скорости в исходных координатах, так как он не учитывает движение новой системы координат относительно исходной. Поэтому введённые локальные функции могут не удовлетворять заданному уравнению, так как оно определено для исходных функций. Привлечём теперь интуитивные соображения. Поскольку вид уравнения во введённой системе координат не меняется (из-за его инвариантности), то предположим, что оно остаётся справедливым и для введённых локальных функций.

Построенная таким способом локальная модель, вообще говоря, не является математически эквивалентной исходной модели, так как при её выводе применяются неравносильные рассуждения, в том числе в уравнения исходной модели подставляются новые функции, не полученные инвариантной заменой из исходных функций. Поэтому адекватность данной локальной математической модели надо проверять заново. Для этого в методологии математического моделирования необходимо изучить соответствие следствий локальной модели всем хорошо установленным опытным фактам.

В общем случае построение локальной математической модели на основе свойства инвариантности уравнений исходной модели может содержать неравносильные рассуждения и неинвариантные преобразования, приводящие к нарушению инвари-

антности получающихся уравнений. Кроме того, не все уравнения исходной модели могут быть инвариантными, см., например, уравнения (6), (11). Поэтому формулировка математических моделей только в инвариантных относительно системы координат количественных соотношениях не обязательна, хотя и предпочтительна. Более важным является соответствие следствий модели явлениям, наблюдаемым в тех областях пространства, где модель должна использоваться на практике.

Инвариантность уравнений может иметь место относительно различных преобразований. В первую очередь важна инвариантность относительно простейших преобразований, подтверждённых общей практикой. Такое преобразование вводит принцип относительности Галилея – Ньютона. Этот принцип рассматривает простейшую замену переменных, называемую преобразованием Галилея, и утверждает, что все физические уравнения и законы должны быть инвариантными относительно этого преобразования (см., например: [14, с. 309; 26, п. 15]).

Предлагаемая в книге общая математическая модель природы подтверждает этот принцип, так как в ней все основные законы электродинамики и гравитации следуют из инвариантности относительно преобразования Галилея уравнений неразрывности и движения сплошной среды (эфира).

На основе гипотезы о первопричине всех явлений природы как движении эфира или распространения в нём возмущений можно предположить, что галилеева неинвариантность тех или иных законов (количественных соотношений) связана с неэквивалентными или неинвариантными преобразованиями уравнений неразрывности и движения эфира при переходе к упрощённому описанию тех или иных эффектов. В п. 2.5.3, 2.5.4 показано, что такая ситуация имеет место для уравнений Максвелла.

В применении к изучаемой в книге модели эфира описанный выше подход построения локальной модели соответствует замене в системе (9)–(11) неинвариантного по Галилею уравнения

(11) на уравнение $d\mathbf{r}'(t')/dt' = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))$ и сохранению остальных двух уравнений системы в неизменном инвариантном виде.

Отбрасывание \mathbf{v} в уравнении (11), вообще говоря, не является равносильным преобразованием и приводит к уравнению, не эквивалентному исходному. В результате полученная локальная модель (без \mathbf{v} в (11)) математически не эквивалентна исходной и её адекватность надо проверять заново. Такая проверка в данном случае выполняется относительно просто. Уравнения (9), (10), $d\mathbf{r}'(t')/dt' = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))$ локальной модели совпадают с уравнениями (4)–(6) исходной модели с точностью до обозначений. Поэтому для уравнений локальной модели справедливы все математические следствия, полученные в книге для исходной модели. Эти следствия соответствуют всем достоверным результатам опытов в движущихся по Галилею изолированных объёмах. Таким образом, согласно методологии математического моделирования, можно заключить, что модель (4)–(6) применима локально в любом изолированном от внешнего воздействия объёме, движущемся по правилу преобразования Галилея.

Изучение вопроса об инвариантности уравнений обычно проводится во всём неограниченном пространстве. Однако и в экспериментах, и в математической модели важную роль играют граничные условия, которые не всегда обладают свойством инвариантности. Поэтому корректность построения локальной модели в изолированной области, экстраполяция результатов экспериментов и их математической модели на всю Вселенную, привлечение в модель внешних факторов могут вызывать вопросы и требуют специального исследования в каждом отдельном случае. См. обсуждение в приложениях 2 и 3.

В методологии физики, состоящей в обобщении экспериментальных фактов, вопрос обоснования инвариантности физических законов относительно того или иного преобразования явля-

ется более сложным. В соответствии с этой методологией, законы в существенно изменившихся условиях должны проверяться в экспериментах заново, особенно когда эти законы планируются использовать в технических системах с высоким требованием к надёжности, а исследователи несут большую ответственность за принятые решения. Перепроверка различных физических законов происходила, например, при овладении сверхзвуковыми скоростями и при непосредственном изучении околоземного космического пространства.

С конца XIX века по настоящее время в научной литературе интенсивно обсуждается вопрос об инвариантности уравнений Максвелла относительно преобразования Галилея. Классические публикации Лармора, Лоренца, Пуанкаре [105–107] и других авторов по этой теме собраны, например, в книге [108].

Начиная с работы Лармора «Эфир и материя» [105] галилеева неинвариантность классических уравнений Максвелла обосновывается появлением дополнительного члена, возникающего при замене переменных Галилея из частной производной по времени, см. например: [108, с. 53]. Для компенсации этого члена и получения инвариантной формы классических уравнений Максвелла применяют преобразование Лоренца, которое ввёл Пуанкаре [107]. В этом преобразовании заменяют не только пространственные переменные, но и время [108, с. 70, 91; 29, п. 105; 14, с. 309–318; 114, гл. 6].

Преобразование Лоренца используется в построении теории относительности. Однако выяснилось, что принятие лоренцевой инвариантности в качестве постулата общей математической модели природы в специальной и общей теории относительности (см., например: [14, с. 312]) приводит к парадоксальным следствиям. Например, при достижении скорости света объект теряет геометрические размеры, в том числе фотон, движущийся со скоростью света, не должен иметь размера; масса, величины электрического и магнитного поля обращаются в бесконечность;

время останавливается (парадокс часов), см. [29, п. 106, 111; 14, с. 317–319]. Поэтому преобразование Лоренца не изучается в предлагаемой в данной книге общей модели природы.

В [14, с. 306] показано, что, кроме преобразований Лоренца, существуют более общие классы преобразований, для которых также имеет место инвариантность классических уравнений Максвелла. Преобразование Лоренца выделяется из них соответствием его метрики постулату о постоянстве скорости света [14, с. 312]. Однако этот постулат до сих пор нельзя считать экспериментально обоснованным, см. приложение 3 на с. 593. Наличие множества инвариантных преобразований классических уравнений Максвелла означает возможность выбора отличной от лоренцевой инвариантности в качестве аксиомы и построение на её основе другой общей модели природы.

Однако с точки зрения математического моделирования наибольшую ценность представляет наименее сложная модель, следствия которой соответствуют всем хорошо установленным опытным фактам. Такому критерию отбора моделей удовлетворяет эфирная модель природы (4)–(6).

Ниже подробно рассмотрен вопрос об инвариантности обобщённых (22), (23), (26)–(29) и классических (33) уравнений Максвелла относительно преобразования Галилея с использованием представленной в п. 2.1 механической трактовки этих уравнений как математических следствий уравнений эфира (4)–(6).

2.5.2. Преобразование производных и операторов при замене переменных Галилея. Инвариантность уравнений неразрывности и движения эфира в эйлеровых переменных

Исходные уравнения эфира (4)–(6) записаны в лагранжевых переменных. Рассмотрим подробно входящую в них полную

производную по времени $d\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))/dt$, где $\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))$ – произвольный дифференцируемый вектор. Согласно правилу дифференцирования сложной функции (суперпозиции функций),

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} &= \frac{\partial \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{\partial \mathbf{r}(t)} \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \\ &= \frac{\partial \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{\partial t} + \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} \right) \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t)). \end{aligned} \quad (42)$$

Сделаем в этом выражении замену переменных Галилея

$$t' = t, \quad \mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t, \quad \mathbf{v} = \text{const}. \quad (43)$$

Введём обозначение $\mathbf{a}'(t', \mathbf{r}'(t))$:

$$\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t)) = \mathbf{a}(t, \mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t) \equiv \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) = \mathbf{a}'(t', \mathbf{r}'(t')).$$

По определению частной производной $\partial \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))/\partial t$ второй аргумент $\mathbf{r}(t)$ в ней рассматривается как фиксированный, а приращение берётся по первому аргументу. Поэтому при замене в этой производной функции $\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))$ на $\mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) = \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t)$ во втором аргументе \mathbf{a}' член $\mathbf{r}(t)$ не зависит от приращения первого аргумента (фиксирован), а член $\mathbf{v}t$ зависит от его приращения, что надо учитывать при вычислении производной:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{\partial t} &= \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial t} = \\ &= \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial \mathbf{r}'(t)} \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} = \end{aligned} \quad (44)$$

$$\frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial \mathbf{r}'(t)} \mathbf{v} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial t} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)}) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)).$$

Таким образом, преобразование частной производной по времени при галилеевой замене (43) приводит к неинвариантному выражению, в котором появляется дополнительный член, содержащий скорость движения штрихованной системы координат \mathbf{v} . Способы компенсации этого члена в уравнениях Максвелла и обсуждались в работах Лармора, Лоренца, Пуанкаре [108].

Оператор конвективной производной имеет следующее представление через компоненты векторов в произвольной криволинейной системе координат

$$\left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} \right) = \left(\sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \right)^k \mathbf{e}_k \right) \cdot \left(\sum_{n=1}^3 \mathbf{e}^n \frac{\partial}{\partial x^n(t)} \right) = \sum_{k,n=1}^3 \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \right)^k \mathbf{e}_k \mathbf{e}^n \frac{\partial}{\partial x^n(t)},$$

где \mathbf{e}_k и \mathbf{e}^n векторы контравариантного и ковариантного локальных базисов, $\mathbf{e}_k \mathbf{e}^k = 1$ (см., например: [51, с. 183, 515]). В ортогональной системе $\mathbf{e}_k \mathbf{e}^n = 0$ при $k \neq n$, и выражение для конвективного оператора упрощается

$$\left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} \right) = \sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \right)^k \frac{\partial}{\partial x^k(t)}.$$

Перейдём в конвективной производной к подвижным координатам (43)

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} \right) \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t)) &= \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)} \right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) = \\
 &= \sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \right)^k \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x'^k(t)} = \\
 &= \sum_{k=1}^3 \left(\frac{d(\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)}{dt} \right)^k \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x'^k(t)} \sum_{n=1}^3 \frac{\partial x'^k(t)}{\partial x^n(t)} = \\
 &= \sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v} \right)^k \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x'^k(t)} = \\
 &= \left(\left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)} \right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) = \\
 &= \left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)} \right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)}) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)).
 \end{aligned} \tag{45}$$

Видно, что конвективная производная (45), также как и частная производная по времени (44), инвариантна относительно галилеевой замены (43).

Однако в сумме частной и конвективной производных инвариантные члены, содержащие \mathbf{v} , дают ноль. В результате, с учётом $t' = t$, выражение полной производной по времени через частные производные в подвижной системе (43) имеет тот же вид, что и в исходной (42):

$$\frac{d\mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t', \mathbf{r}'(t'))}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t')} \right) \mathbf{a}'(t', \mathbf{r}'(t')).$$

Это доказывает инвариантность полной производной по времени.

Операции градиент, дивергенция и ротор содержат только производные по пространству. Применяя полученную на с. 35 формулу $\partial f(t, \mathbf{r}(t))/\partial \xi(t) = \partial f'(t', \mathbf{r}'(t'))/\partial \xi'(t')$, устанавливаем, что эти операции являются инвариантными при галилеевой замене переменных (43).

Таким образом, исходные уравнения эфира (4)–(6) можно представить в форме, использующей частные производные,

$$\frac{\partial \rho'(t', \mathbf{r}'(t'))}{\partial t'} + \nabla_{\mathbf{r}'(t')} \cdot (\rho'(t', \mathbf{r}'(t')) \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))) = \frac{1}{k_{m,0}} q' (t', \mathbf{r}'(t'), \rho'(t', \mathbf{r}'(t')), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))), \quad (46)$$

$$\frac{\partial \rho'(t', \mathbf{r}'(t')) \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t')} \right) (\rho'(t', \mathbf{r}'(t')) \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))) = \frac{1}{k_{m,0}} (\mathbf{F}'(t', \mathbf{r}'(t'), \rho'(t', \mathbf{r}'(t')), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')))) + \nabla_{\mathbf{r}'(t')} P' (t', \mathbf{r}'(t'), \rho'(t', \mathbf{r}'(t')), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))). \quad (47)$$

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t')) - \mathbf{v}, \quad (48)$$

где приняты обозначения

$$f(t, \mathbf{r}(t)) \Big|_{\substack{t=t' \\ \mathbf{r}(t)=\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t}} \equiv f'(t', \mathbf{r}'(t')), \quad f = \rho, \mathbf{u};$$

$$f(t, \mathbf{r}(t), \rho(t, \mathbf{r}(t)), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))) \Big|_{\substack{t=t' \\ \mathbf{r}(t)=\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t}} \equiv$$

$$f'(t', \mathbf{r}'(t'), \rho'(t', \mathbf{r}'(t')), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}'(t'))), f = q, \mathbf{F}, P.$$

Уравнения (46), (47) инвариантны относительно преобразования Галилея (43), так как имеют тот же вид, что и в исходной системе координат. В п. 1.3 инвариантность уравнений неразрывности и движения эфира доказана другим способом, исходя из определения производной.

Лагранжево описание движения является исходным при построении механики сплошной среды, так как оно «всегда подразумевается при формулировке физических законов» [14, с. 30]. Переход к эйлеровой форме описания движения связан, в основном, с обеспечением возможности применения хорошо развитых методов математической физики для получения решений уравнений в виде аналитических формул, хотя некоторые задачи можно более успешно решать в лагранжевом подходе [24].

Перейдём в уравнениях (46)–(48) от переменных Лагранжа к переменным Эйлера, в которых t' и \mathbf{r}' рассматриваются как независимые друг от друга величины. Зафиксируем t' и рассмотрим произвольную точку \mathbf{r}' из области определения этих уравнений. Допустим, что уравнения (46)–(48) не выполняются в точке \mathbf{r}' . Но, согласно предположению о сплошности среды, через точку \mathbf{r}' в момент времени t' обязательно должна пройти какая-то траектория $\mathbf{r}'(t')$ и уравнения в точке $(t', \mathbf{r}'(t'))$ должны выполняться. Полученное противоречие доказывает справедливость уравнений при независимых t' и \mathbf{r}' . Приходим к записи уравнений (46)–(48) в переменных Эйлера (t', \mathbf{r}')

$$\frac{\partial \rho'(t', \mathbf{r}')}{\partial t'} + \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot (\rho'(t', \mathbf{r}') \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')) = \frac{1}{k_{m,0}} q'(t', \mathbf{r}', \rho'(t', \mathbf{r}'), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')), \quad (49)$$

$$\frac{\partial \rho'(t', \mathbf{r}') \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt'} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \right) (\rho'(t', \mathbf{r}') \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')) = \frac{1}{k_{m,0}} \left(\mathbf{F}'(t', \mathbf{r}', \rho'(t', \mathbf{r}'), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')) \right) \quad (50)$$

$$+ \nabla_{\mathbf{r}'} P'(t', \mathbf{r}', \rho'(t', \mathbf{r}'), \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}')) \Big). \\ \frac{d\mathbf{r}'}{dt'} = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}') - \mathbf{v}. \quad (51)$$

Верно и обратное утверждение: из уравнений в эйлеровой форме (49)–(51) следуют уравнения в лагранжевой форме (46)–(48). Действительно, раз (49)–(51) справедливы в произвольной точке (t', \mathbf{r}') , то они справедливы и в точках траектории $(t', \mathbf{r}'(t'))$.

Вид уравнений (49), (50) не меняется при замене переменных Галилея, поэтому они инвариантны относительно такой замены. При этом уравнение скорости изменения координат $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ неинвариантно, так как переходит в уравнение (51), явно содержащее \mathbf{v} .

Таким образом, лагранжева и эйлерова формы записи уравнений неразрывности и движения эфира эквивалентны и в подвижной системе координат (43).

Подчеркнём два важных свойства. При преобразовании Галилея (43) скорость изменения координат $d\mathbf{r}(t)/dt$ неинвариантна, а вектор скорости $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ – инвариантен. Такие свойства обусловлены тем, что, как отмечено в начале п. 1.3, преобразование Галилея всегда подразумевает наличие исходной системы координат, в которой определён вектор скорости среды \mathbf{u} , а замена переменных в векторе, понимаемом как направленный отрезок, и введение новой системы координат могут привести к изменению проекций вектора на оси координат, но не к изменению длины и направления вектора. Такое понимание инвариантности вектора важно для построения реалистической математической

модели, так как отсутствие изменения положения точки в какой-то подвижной системе координат, вообще говоря, не означает, что среда не обладает скоростью в исходной системе координат. Адекватная математическая модель должна учитывать априорное наличие вектора скорости в исходной системе координат.

Данные свойства приводят к тому, что при преобразовании Галилея (43) выражение

$$\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}}\right) \mathbf{a}(t, \mathbf{r}) \quad (52)$$

не является инвариантным, а выражение

$$(\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}}) \mathbf{a}(t, \mathbf{r}) \quad (53)$$

является инвариантным. Поэтому при переходе в подвижную систему координат операции (52) и (53) надо различать, несмотря на то, что в исходной системе координат эти операции эквивалентны.

2.5.3. Причина потери галилеевой инвариантности в обобщённых уравнениях Максвелла – неинвариантное преобразование исходных уравнений эфира. Инвариантность обобщённых уравнений Максвелла при досветовой скорости движения системы координат

Инвариантность ротора вектора и выражения (53) относительно преобразования Галилея (43) позволяет заключить, что определения магнитного и электрического полей (20), (21) являются инвариантными относительно этого преобразования

$$\mathbf{B}(t, \mathbf{r}) \equiv c \nabla_{\mathbf{r}} \times (\rho \mathbf{u}) = \nabla_{\mathbf{r}'} \times (\rho' \mathbf{u}') \equiv \mathbf{B}'(t', \mathbf{r}'), \quad (54)$$

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') \equiv \mathbf{E}'(t', \mathbf{r}'). \quad (55)$$

Здесь и далее в п. 2.5 наличие штриха у функции будет означать, что её аргументы также штрихованы.

Сделаем важное пояснение к определению \mathbf{E} . В постулируемом уравнении движения эфира (5) с полной производной, представленной через частные производные, фигурирует выражение $(d\mathbf{r}/dt \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})$. В исходной системе координат $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{u}$. Поэтому в исходных координатах определения $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ выражениями $(d\mathbf{r}/dt \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})$ или $(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})$ эквивалентны. Однако формула $(d\mathbf{r}/dt \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})$, согласно (45), неинвариантна относительно преобразования Галилея: $(d\mathbf{r}/dt \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = (d\mathbf{r}'/dt' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}')$. Определение \mathbf{E} по неинвариантной формуле $(d\mathbf{r}/dt \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})$ привело бы к введению в математическую модель неинвариантного понятия и в результате к неинвариантному описанию эфира в терминах такого понятия. Поэтому электрическое поле определяется инвариантным выражением (55).

Физическая интерпретация инвариантного определения электрического поля (55) состоит в понимании $k_{m,0} \mathbf{E}$ как плотности силы, обусловленной перемещением лагранжевых объёмов сплошной среды в исходной системе координат. В математической абстракции такая сила описывается направленным отрезком (вектором), инвариантным относительно преобразования Галилея.

Взяв дивергенцию от (54), (55), находим

$$\nabla' \cdot \mathbf{B}' = 0, \quad (56)$$

$$\nabla' \cdot \mathbf{E}' = 4\pi\sigma'. \quad (57)$$

Подставим уравнение (51) в (50):

$$\frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') = \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{m,0}}. \quad (58)$$

Уравнение (51) неинвариантно. Поэтому такая подстановка при $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') \neq 0$ превращает инвариантное уравнение (50) в неинвариантное, то есть является неинвариантным преобразованием уравнения. Однако, если при галилеевой замене рассматривать не слишком быстро движущиеся системы координат $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}'|$, то свойство инвариантности для уравнения (58) будет выполняться приближённо с точностью до члена порядка $|\mathbf{v}|$:

$$\frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') = \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{m,0}}. \quad (59)$$

Скорость свободного распространения возмущений в эфире равна скорости света. Характерные скорости процессов в эфире имеют тот же порядок. Поэтому данное приближение выполнено для преобразований Галилея к системам координат, скорость движения которых много меньше скорости света $|\mathbf{v}| \sim |\mathbf{u}'| \ll c$.

Уравнение (59) будет выполняться без ограничения на \mathbf{v} в случае специальных потоков эфира: $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') = 0$.

Так же как в п. 2.1, применим к уравнению (59) оператор $c \nabla_{\mathbf{r}'} \times$ и оператор производной вдоль кривой $(\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})$. Получим обобщённые уравнения Фарадея и Ампера в штрихованной системе

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} + c \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' = \frac{c}{k_{m,0}} \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{F}', \quad (60)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\mathbf{E}') = (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{m,0}}. \quad (61)$$

С помощью преобразований, описанных в приложении 1 на с. 586, уравнение (61) приводится к форме

$$\nabla_{r'} \times \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{c} \mathbf{B}' \right) = \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + 4\pi \mathbf{j}'. \quad (62)$$

Получаем систему обобщённых уравнений Максвелла в подвижной системе (54)–(57), (60), (62), вид которых совпадает с их видом в исходной системе координат (20)–(23), (26)–(29). Поэтому обобщённые уравнения Максвелла инвариантны относительно преобразования Галилея с точностью до величины порядка $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}'|$ или для специального потока эфира $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{r'}) (\rho' \mathbf{u}') = 0$ без ограничения на \mathbf{v} .

В общем случае произвольной скорости движения подвижной системы координат \mathbf{v} обобщённые уравнения Максвелла, полученные из (58), вообще говоря, не будут инвариантными относительно преобразования Галилея, так как в результате этого преобразования в них появляется член, зависящий от \mathbf{v} :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} + c \nabla_{r'} \times \mathbf{E}' &= \frac{c}{k_{m,0}} \nabla_{r'} \times \mathbf{F}' + c \nabla_{r'} \times ((\mathbf{v} \cdot \nabla_{r'}) (\rho' \mathbf{u}')), \\ \nabla_{r'} \times \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{c} \mathbf{B}' \right) &= \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + 4\pi \mathbf{j}' - (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{r'}) ((\mathbf{v} \cdot \nabla_{r'}) (\rho' \mathbf{u}')). \end{aligned}$$

Таким образом, расчёт \mathbf{B} и \mathbf{E} из обобщённых уравнений Максвелла (60), (62) в подвижной системе (43) даёт приближённые результаты с погрешностью $|\mathbf{v}|$. Для получения точных результатов для \mathbf{B} и \mathbf{E} в подвижной системе нужно использовать исходные уравнения в эйлеровой (49)–(51) или лагранжевой форме (9)–(11) (см. с. 36), а \mathbf{B} и \mathbf{E} вычислять затем по формулам (54), (55).

Отметим, что система (9)–(11) не содержит ограничений на величину скорости эфира и допускает сверхсветовые скорости. Приближение $|\mathbf{v}| \sim |\mathbf{u}'| \ll c$, сделанное при выводе уравнений (60), (62), использовано лишь в качестве условия, при котором обобщённые уравнения Максвелла в штрихованной системе координат имеют то же вид, что и в исходной.

Подчеркнём ещё раз, что первые два уравнения в системах (49)–(51) и (9)–(11) инвариантны относительно преобразования Галилея, а третье – нет. Подстановка третьего уравнения в (50) при выводе обобщённых уравнений Максвелла и влечёт их неинвариантность при галилеевой замене переменных.

2.5.4. Галилеева неинвариантность классических уравнений Максвелла в отсутствие среды и их инвариантность в эфирной трактовке при досветовой скорости движения системы координат

В господствовавших в XX веке физических представлениях магнитное и электрическое поля трактуются как особая форма материи в отсутствие какой-либо среды. Эти поля описываются векторами \mathbf{B} и \mathbf{E} , характеризующими силовое воздействие.

В методологии математического моделирования векторные \mathbf{B} , \mathbf{E} , \mathbf{j} и скалярная σ функции, входящие в классические уравнения Максвелла, задаются из опыта в некоторой исходной системе координат, а переход в подвижную систему координат означает описание в новых переменных того же самого физического процесса, который происходит в исходной системе.

Классические уравнения Максвелла (33) записаны в эйлеровых переменных. Преобразование Галилея в этих переменных имеет вид

$$t' = t, \quad \mathbf{r}'(t, \mathbf{r}) = \mathbf{r} - \mathbf{v}t, \quad \mathbf{v} = \text{const.} \quad (63)$$

Уравнения (33) при замене (63) переходят в

$$\begin{aligned}\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t'} + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{B}', \\ \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{B}' &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{E}' + \frac{4\pi \mathbf{j}'}{c}, \\ \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{B}' &= 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{E}' = 4\pi \sigma'.\end{aligned}\tag{64}$$

Здесь использованы формула (44) для частной производной по времени и инвариантность операторов ротор и дивергенция относительно галилеевой замены, см. с. 75. Наличие штриха у функции означает, что её аргументы также штрихованы.

В системе (64) из частной производной по времени возникли новые члены, содержащие \mathbf{v} , которые приводят к отличию вида уравнений (33) и (64). Поэтому при $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{B}' \neq 0$ и $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{E}' \neq 0$ в господствующем представлении физики XX века об отсутствии среды классические уравнения Максвелла (33) неинвариантны относительно преобразования Галилея.

Использование условия $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}| \sim c$ в системе (64) затруднительно, так как в отсутствие среды связь \mathbf{B} и \mathbf{E} со скоростью эфира \mathbf{u} не раскрывается.

В эфирном понимании магнитное и электрическое поля являются характеристиками движения эфира (20), (21). В исходной системе координат задаются плотность и скорость эфира ρ и \mathbf{u} , удовлетворяющие уравнениям (22), (23), а векторы \mathbf{B} и \mathbf{E} вычисляются по формулам (20), (21).

Подставим эфирные представления \mathbf{B} и \mathbf{E} (20), (21) в классические уравнения Максвелла (33)

$$\nabla \times \left(\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \right) = 0,$$

$$\begin{aligned}\nabla \times (c\nabla \times (\rho\mathbf{u})) &= \frac{1}{c} \frac{\partial(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \frac{4\pi\mathbf{j}}{c}, \\ \nabla \cdot (c\nabla \times (\rho\mathbf{u})) &= 0, \quad \nabla \cdot ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u})) = 4\pi\sigma.\end{aligned}$$

Галилеева замена переменных (63) с учётом формул (44), (53) даёт

$$\begin{aligned}\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left(\frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') \right) &= 0, \\ \nabla_{\mathbf{r}'} \times (c \nabla_{\mathbf{r}'} \times (c \rho' \mathbf{u}')) &= \\ \frac{\partial (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}')}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) ((\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}')) + 4\pi \mathbf{j}' &, \\ \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot (c \nabla_{\mathbf{r}'} \times (\rho' \mathbf{u}')) &= 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot ((\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}')) = 4\pi \sigma' .\end{aligned}$$

Эфирное представление классических уравнений Максвелла позволяет сравнить члены уравнения по порядку величин скоростей \mathbf{v} и \mathbf{u}' . В случае не слишком быстрого, по сравнению со скоростью света, движения координат $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}'| \sim c$, членами, содержащими \mathbf{v} , можно пренебречь. Тогда, возвращаясь к электрическим и магнитным полям (54), (55), получаем

$$\begin{aligned}\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t'}, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{B}' \approx \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + \frac{4\pi \mathbf{j}'}{c}, \\ \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{B}' &= 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{E}' = 4\pi \sigma' .\end{aligned} \quad (65)$$

Вид уравнений (33) и (65) совпадает. Поэтому при $|\mathbf{v}| \ll c$ имеет место инвариантность классических уравнений Максвелла относительно преобразования Галилея.

Отметим, что систему (65) можно получить и непосредственно из обобщённых уравнений Максвелла в штрихованной системе (54)–(57), (60), (62), предположив, как и при выводе (33),

что $|\mathbf{u}'| \approx c$, $\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{F}' = 0$, а σ' и \mathbf{j}' определяются экспериментально.

С точки зрения рассматриваемой в книге методологии механики сплошной среды галилеева неинвариантность обобщённых и классических уравнений Максвелла в случае произвольной скорости \mathbf{v} движения координат (63) является недостатком описания электромагнитных процессов такими уравнениями, а не законом природы. Исходные уравнения неразрывности и движения эфира (9), (10) являются инвариантными относительно преобразования Галилея. Векторы \mathbf{B}' и \mathbf{E}' (54), (55), рассчитанные с помощью решения системы (9)–(11), не используют ограничения на величины скоростей \mathbf{v} и \mathbf{u} . Уравнения (9)–(11) допускают движение со сверхсветовой скоростью.

Ещё раз подчеркнём, что в методологии математического моделирования наибольший интерес представляет непосредственное построение модели, в том числе количественных соотношений, именно в той локальной системе координат, где необходимо использовать модель для решения практических задач.

2.6. Общие замечания

Анализ фундаментальных основ математической модели эфира на микро- и макроуровнях показывает, что принципиальным отличием уравнения движения эфира от уравнения движения механики сплошной среды, в том числе газовой и гидродинамики, является наличие в уравнении движения эфира силового члена, связанного с изменением плотности среды во времени. Присутствие такого члена делает уравнения Максвелла – Лоренца естественным следствием уравнений эфира. Более того, уравнения для плотности и скорости эфира инвариантны относительно преобразования Галилея. Потеря этой инвариантности в уравнениях Максвелла возникает из-за неинвариантного преобразования уравнения движения эфира.

Математическая модель эфира как сплошной среды позволила получить обобщение уравнений Максвелла – Лоренца; объяснить отсутствие их инвариантности относительно преобразования Галилея; раскрыть единую природу происхождения напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля из скорости и плотности эфира; найти трактовку возникновения поля силы Лоренца как естественного движения эфира; получить эфирные выражения для плотности зарядов и плотности электрического тока; дать лаконичное математическое описание векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} ; объяснить корпускулярно-волновой дуализм как течение эфира с ненулевой компонентой вдоль направления движения; установить физическую интерпретацию векторного потенциала магнитного поля как плотности энергии.

Показано, что уравнения эфира дают эффективный математический аппарат для практического расчёта электрического и магнитного полей. Отметим, что одним из наиболее подходящих методов для численного решения уравнений эфира представляется метод интегральных аппроксимаций (метод сглаженных частиц). Этот метод последовательно изложен в принятой в вычислительной математике форме и строго обоснован в п. 2.1.15 книги [58]. Применение метода для решения задач динамики эфира проиллюстрировано в работе [50].

Проведённые исследования позволяют сделать фундаментальный вывод о том, что уравнения эфира (4)–(6) необходимо учитывать при построении детальных самосогласованных математических моделей электродинамики, газовой и гидродинамики, так как в общем случае векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} не содержат всей информации о движении плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$.

3. Заряд, его электрическое поле. Теорема Гаусса. Закон Кулона. Электрический потенциал. Связь потенциального электрического поля с градиентом давления эфира. Сохранение заряда

Количество заряда q_σ определим как объёмный интеграл от объёмной плотности заряда σ , введённой в уравнении (28) и выражающейся через плотность и скорость эфира. Согласно формуле (28), имеем

$$q_\sigma \equiv \iiint_V \sigma d\tau, \quad \sigma = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})), \quad (66)$$

где V – область, в которой рассматривается течение эфира.

В соответствии с определением (66), для знака q_σ имеется три возможности: $q_\sigma > 0$, $q_\sigma < 0$, $q_\sigma = 0$.

Эфирная трактовка заряда является более широкой, чем классическая. Согласно определению (66), заряд в эфире ассоциируется с некоторым течением эфира, при этом присутствие носителей заряда, например заряженных элементарных частиц, не обязательно. Поэтому создание заряда, например трением друг о друга различных материалов, в эфирной трактовке означает создание соответствующего потока эфира, а возможное движение заряженных частиц в этом потоке является вторичным эффектом.

Объёмный интеграл от уравнения (28) и теорема Остроградского – Гаусса позволяют связать заряд с поверхностным интегралом второго рода от вектора напряжённости электрического поля \mathbf{E} , то есть с потоком электрического поля через поверхность S , ограничивающую объём, в котором распределена плотность заряда:

$$q_{\sigma} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{E} \, d\tau = \frac{1}{4\pi} \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}.$$

В физике формулу

$$q_{\sigma} = \frac{1}{4\pi} \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (67)$$

называют электростатической теоремой Гаусса в интегральной форме [28, с. 30, 38]. В классе непрерывных функций теорема Гаусса в дифференциальной и интегральной формах (формулы (28) и (67)) эквивалентны [28, с. 40].

Закон Кулона в физике рассматривается как частный случай, то есть следствие, электростатической теоремы Гаусса. Справедливость теоремы Гаусса в электродинамике, имеющей дело с переменными во времени электромагнитными полями, принимается в качестве гипотезы, верность которой проверяется обобщением опытных фактов. Соответствующие рассуждения о связи закона Кулона с электростатической теоремой Гаусса и теоремой Гаусса в электродинамике приведены, например, в [28] на с. 40.

В теории эфира теорема Гаусса получена как следствие определений электрического поля \mathbf{E} (21) и плотности заряда σ (28). Поэтому в теории эфира не требуется принятия теоремы Гаусса в качестве гипотезы с проверкой в экспериментах. Закон Кулона, как следствие электростатической теоремы Гаусса, также не требует в теории эфира экспериментальной проверки. Экспериментальной проверки требуют сами уравнения эфира (4)–(6) и уравнение его состояния (15), а все остальные законы, рассматриваемые в электричестве и магнетизме, включая электродинамику, являются, как показано в данной книге, следстви-

ями уравнений эфира. В этом смысле логическое построение теории эфира является существенно более прозрачным, чем обычно используемое в физике.

Эфирное представление теоремы Гаусса получается подстановкой в (67) определения напряжённости электрического поля (21)

$$q_\sigma = \frac{1}{4\pi} \iint_S (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{s}.$$

В простейших случаях электрическое поле \mathbf{E} может быть вычислено непосредственно из уравнения (28). Например, если плотность заряда σ распределена в шаре и вектор \mathbf{E} имеет только нормальную к поверхности шара компоненту $\mathbf{E} = E\mathbf{n}$, причём $E = const$, то вне шара, согласно (67),

$$E = \frac{q_\sigma}{r^2}, \quad \mathbf{E} = E\mathbf{n}, \quad (68)$$

где q_σ – заряд шара, \mathbf{n} – единичный вектор нормали. Эта формула идентична хорошо известной формуле (см., например, соотношение (6.3) в [28]).

В классической физике формула (68) рассматривается как закон Кулона для силы, действующей на единичный заряд в поле заряда q_σ . Выше уже отмечено, что формула (68) является следствием эфирных определений электрического поля и плотности заряда. Остаётся показать, что (68) действительно представляет собой силу в эфире. Это сделано количественно в п. 16.1 в общем виде при рассмотрении эфирной интерпретации силы Лоренца и в п. 17.1 в случае двух заряженных объектов. Качественное описание эфирного механизма взаимодействия заряженных объектов дано в п. 18.13.

Электрическое поле, вектор напряжённости которого является потенциальным, можно описать одной функцией φ

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi. \quad (69)$$

Функция φ называется электрическим потенциалом (см., например: [28, п. 18 и 22–25]).

Подставив выражение (69) в (67), получаем связь заряда с потенциалом φ

$$q_\sigma = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \nabla\varphi \cdot d\mathbf{s} = -\frac{1}{4\pi} \iint_S (\nabla\varphi) \cdot \mathbf{n} ds = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\partial\varphi}{\partial\mathbf{n}} ds, \quad (70)$$

где \mathbf{n} – внешняя к замкнутой поверхности S единичная нормаль. Потенциалы некоторых заряженных тел вычислены, например, в [28, п. 19].

Теорема разложения Гельмгольца (формулы (5.7-7), (5.7-8) из [51]) позволяет найти с точностью до слагаемого \mathbf{E}_0 , такого, что $\nabla^2\mathbf{E}_0 = 0$, потенциал потенциального векторного поля по заданной дивергенции (см. [51, с. 178, 173]). В нашем случае по заданной плотности заряда $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma$ можно найти $\mathbf{E} = -\nabla\varphi + \mathbf{E}_0$, где

$$\varphi = \iiint_V \frac{\sigma(t, \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'. \quad (71)$$

В теореме разложения Гельмгольца в определении функции \mathbf{E}_0 остаётся некоторый произвол. При описании эфира функция \mathbf{E}_0 должна обеспечивать выполнение уравнений эфира (22), (23) в дополнение к уравнению $\nabla^2\mathbf{E}_0 = 0$.

Подчеркнём, что уравнения эфира (22), (23) допускают существование электрического поля \mathbf{E} даже при отсутствии плотности заряда $4\pi\sigma = \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. То есть член \mathbf{E}_0 может играть существенную роль.

С учётом определения σ формула (71) в эфирном представлении имеет вид

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left((\mathbf{u}(t, \mathbf{r}') \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho(t, \mathbf{r}') \mathbf{u}(t, \mathbf{r}')) \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'.$$

Уравнение (24) позволяет следующим образом выразить напряжённость электрического поля:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}}.$$

В случае $\nabla P = -\nabla p$ (см. с. 25) в установившемся состоянии (частные производные по времени обращаются в ноль) при отсутствии внешней объёмной силы это выражение связывает напряжённость электрического поля и градиент давления эфира p

$$\mathbf{E} = -\frac{\nabla p}{k_{m,0}}. \quad (72)$$

Эфирное представление электрического поля (72) соответствует электрическому полю, рассматриваемому в электростатике.

Формулы (69), (72) позволяют найти соотношение между электрическим потенциалом и давлением эфира

$$\nabla \varphi = \frac{\nabla p}{k_{m,0}}. \quad (73)$$

Тогда, с точностью до аддитивной константы, имеем

$$\varphi = \frac{p}{k_{m,0}}. \quad (74)$$

Отсюда для разности потенциалов получаем

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{p_2 - p_1}{k_{m,0}}. \quad (75)$$

Учитывая уравнение состояния эфира (15) в отсутствие внешних сил, находим связь разности потенциалов с плотностью и скоростью эфира

$$\varphi_2 - \varphi_1 = (\rho \mathbf{u}^2)_1 - (\rho \mathbf{u}^2)_2. \quad (76)$$

Таким образом, разность потенциалов в установившемся потоке эфира определяется разностью давлений эфира или разностью плотностей энергии его течения.

Формула (74) при известном $k_{m,0}$ (223) позволяет найти соответствие величин напряжения и давления. Например, давлению 1 [атм] соответствует напряжение ≈ 45.4 [кВ].

Если вычислено распределение электрического потенциала φ в пространстве (см., например: [34, п. 24, 26; 28, п. 19; 36, с. 353–356]), то, согласно (74), соответствующее распределение давления эфира p отличается лишь постоянным множителем. Таким образом, задача нахождения давления эфира электростатического поля сводится к решению задачи электростатики [62, с. 396–401]. Задачи электростатики формулируются для уравнений с оператором Лапласа. Аналитические и численные методы их решения хорошо разработаны (см., например: [62, гл. IV; 115, гл. IV]). Плотность и скорость эфира определяются по известному

давлению с помощью уравнений состояния (15) и неразрывности (22).

Запишем формулу (70) с учётом равенства (73)

$$q_{\sigma} = -\frac{1}{4\pi k_{m,0}} \iint_S \nabla p \cdot d\mathbf{s} = \frac{1}{4\pi} \iint_S \nabla(\rho u^2) \cdot d\mathbf{s}. \quad (77)$$

Получаем, что электростатический заряд определяется потоком градиента давления эфира или потоком градиента плотности энергии установившегося течения эфира через поверхность S , ограничивающую заряд.

Поэтому наличие заряда у объекта означает частичное удержание повышенного или пониженного давления эфира границей объекта или создание градиента давления за счёт ориентации электрически поляризованных структурных элементов объекта. Электростатическое поле заряженного объекта, согласно (72), образуется связанным с таким объектом потоком эфира, имеющим градиент давления.

В [189, с. 57–64] представлены эксперименты в глубоком вакууме, проведённые независимо разными авторами. Показано, что перед возникновением значительного электрического тока свечение начинается с катода (отрицательно заряженного электрода), то есть течение тока (течение эфира, см. п. 12) начинается с катода (см. также рассуждения в п. 23.9.1 на с. 503). Согласно уравнению движения (5), в отсутствие внешних сил $\mathbf{F} = 0$, эфир течёт в сторону меньшего давления. Значит, отрицательный заряд некоторой области должен соответствовать повышенному давлению эфира в ней по сравнению с давлением в окружающей области эфира. Анод (положительно заряженный электрод) принимает электрический ток. Поэтому положительный заряд некоторой области соответствует пониженному в ней давлению по отношению к давлению вне этой области, иначе ток (эфир) не мог бы втекать в анод.

Направление электростатического поля вне заряженной области определяется градиентом давления эфира, см. формулы (72), (15). Например, если при выходе за границу некоторого отрицательно заряженного объекта происходит ускорение течения эфира (как при движении газа через малые отверстия в воздушном шаре), скорость эфира падает с увеличением расстояния от объекта и плотность эфира меняется слабо, то, согласно (15), (72), градиент давления во внешней к объекту области направлен от объекта, а электрическое поле – к нему. То есть в таком случае электрическое поле с внешней к отрицательно заряженному объекту стороны направлено к объекту.

Аналогично, если около внешней стороны положительно заряженного объекта течение эфира тормозится, то в этой области электрическое поле направлено от объекта.

Направления электрического поля, полученные из эфирной интерпретации положительного и отрицательного заряда объекта, совпадают с принятыми в физике, см., например: [28, с. 19, 20].

В п. 18.13, 18.14 обсуждены эфирная интерпретация поведения потенциала и электростатического поля на поверхности проводника, передачи заряда при контакте объектов, наведения индукционного заряда и принципов функционирования электростатических устройств. Детальное изучение перечисленных процессов требует построения эфирной модели твёрдого тела, что является направлением дальнейших исследований.

Эфир обладает рядом кинетических свойств, например вязкостью и самодиффузией, определяемых поведением его структурных элементов – ньютониев, см. п. 21. Это накладывает определённые ограничения на свойства формируемых эфиром объектов. Поэтому в эфирной интерпретации явлений природы легко объяснить принятую в физике гипотезу о существовании минимального неделимого заряда. Минимальный отрицательный заряд можно трактовать как минимальное избыточное давление,

которое может длительно удерживать объект эфира, например, вихревой, при уменьшении его размера. Аналогично минимальный положительный заряд – как минимальное пониженное давление, которым может длительно обладать объект при уменьшении его размера. Возможно, такими зарядами являются заряды электрона и протона.

В заключение заметим, что уравнение (31) можно записать в форме закона сохранения. Определим скорость течения плотности заряда как

$$\mathbf{v}_\sigma \equiv \frac{\mathbf{j}}{\sigma}.$$

Тогда (31) принимает вид

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\sigma \mathbf{v}_\sigma) = 0,$$

что выражает закон сохранения плотности заряда σ в эфире.

Понятие заряда широко используется в электротехнике. Его эфирная трактовка позволяет глубже понять явления, происходящие в технических устройствах, см. п. 18.5, 18.6, 18.13.

4. Волновые процессы в эфире

Начнём рассмотрение волновых процессов в эфире с изучения распространения малых возмущений по аналогии с механикой сплошной среды (см., например: [9, п. 32]). Невозмущённое состояние некоторой величины будем обозначать звёздочкой, а её малые возмущения – штрихом:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}', \quad \rho = \rho_* + \rho', \quad p = p_* + p'.$$

В данном пункте для сокращения записи будем рассматривать плотность эфира в механических единицах ρ_m , опуская индекс « m ».

Подставим данные представления в уравнения эфира (22), (23). При отсутствии источников и внешних сил $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$, $\Pi = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_* + \rho')}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho_* + \rho')\mathbf{u}') &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_* + \rho')\mathbf{u}'}{\partial t} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla)((\rho_* + \rho')\mathbf{u}') &= -\nabla(p_* + p'). \end{aligned}$$

Учитывая $\rho_* = const$, $p_* = const$ и пренебрегая величинами второго порядка малости, получаем

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_* \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad \rho_* \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = -\nabla p'.$$

В предположении баротропности процесса $p' = p'(\rho')$ выразим градиент давления через градиент плотности

$$\nabla p' = \frac{dp'}{d\rho'} \nabla \rho'$$

и воспользуемся формулой (19)

$$\frac{dp'}{d\rho'} = \frac{dp}{d\rho} \approx \frac{dp}{d\rho_*} \approx \mathbf{u}_*^2,$$

следующей из уравнения состояния эфира. Тогда

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_* \nabla \cdot \mathbf{u}', \quad \rho_* \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = -\mathbf{u}_*^2 \nabla \rho'.$$

Продифференцируем первое уравнение по t и подставим в него $\partial \mathbf{u}' / \partial t$ из второго уравнения. Аналогично поступим со вторым уравнением. В результате исходная система распадается на два уравнения

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \nabla \cdot (\nabla \rho'), \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}').$$

В первом уравнении возникает оператор Лапласа $\Delta \equiv \nabla^2 \equiv \nabla \cdot \nabla$. Правую часть второго уравнения преобразуем с помощью формулы (5.5-19) из [51, с. 173]. Получим

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \rho', \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 (\Delta \mathbf{u}' + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}')).$$

Первое уравнение является уравнением гиперболического типа, которое называется волновым уравнением или уравнением колебаний. Второе уравнение становится волновым уравнением при $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') = 0$, например, в случае безвихревого течения $\nabla \times \mathbf{u}' = 0$ или вихревого течения с безвихревой завихренностью $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') = 0$:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \rho', \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \mathbf{u}'. \quad (78)$$

Волновое уравнение достаточно хорошо изучено (см., например: [62, гл. II, V; 33, с. 17–22]). Это уравнение описывает, в том числе плоские, сферические, продольные и поперечные волны.

Исходная система уравнений эфира (22), (23) имеет волновые решения и без предположения о малых возмущениях искомых функций.

Например, при $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$, $\Pi = 0$ одним из решений уравнений (22), (23), (15)

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = -\nabla p \\ \nabla p = -k_{m,0} \nabla(\rho \mathbf{u}^2) \end{cases} \quad (79)$$

при $\rho = \text{const}$ являются плоские волны

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= u_x(t, z) \mathbf{i}_x + u_y(t, z) \mathbf{i}_y + u_{z,0} \mathbf{i}_z, \\ u_x(t, z) &= \pm \sqrt{C_1 - (f_1(z - u_{z,0}t))^2}, \\ u_y(t, z) &= f_1(z - u_{z,0}t), \end{aligned} \quad (80)$$

имеющие поперечную и продольную к оси z составляющие. Здесь \mathbf{i}_x , \mathbf{i}_y , \mathbf{i}_z – единичные базисные векторы декартовой системы координат, $u_{z,0}$ – постоянная скорость. Произвольная дифференцируемая функция f_1 и произвольная константа C_1 должны удовлетворять условию существования $u_x(t, z)$: $C_1 - (f_1)^2 \geq 0$.

Интересно отметить, что для рассматриваемой волны $\nabla p = 0$, то есть эта волна удовлетворяет и макроуровневым (4)–(6), и микроуровневым (1)–(3) уравнениям эфира.

Согласно формулам (20) и (21), данному решению соответствуют плоские электромагнитные волны. При этом продольная компонента скорости $u_{z,0} \mathbf{i}_z$ выпадает из электромагнитной волны при дифференцировании \mathbf{u} по пространственным переменным. В результате при описании волн в терминах векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} выпадает составляющая движения в направлении распространения волны.

Эфирное представление электромагнитных волн позволяет объяснить наблюдаемый в экспериментах корпускулярно-волновой дуализм. Корпускулярное воздействие можно отнести к проявлению продольной компоненты скорости волны (компоненты $u_{z,0}\mathbf{i}_z$ в рассмотренном примере и $c\mathbf{i}_z$ в формуле (214)), а волновые эффекты – к проявлению поперечной компоненты скорости.

Приведём пример волнового решения системы (79), в котором не используется предположение $\rho = const$. В сферической системе координат (r, θ, φ) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi$ одним из приближённых решений уравнений (79) при больших r является сферическая волна

$$\rho = \rho(r - C_2t), \quad \mathbf{u} = C_2 \mathbf{i}_r + u_\varphi(r - C_2t)\mathbf{i}_\varphi, \\ u_\varphi(r - C_2t) = \pm \sqrt{\frac{C_3}{\rho(r - C_2t)} - C_2^2}, \quad (81)$$

где C_2 и C_3 – произвольные константы, обеспечивающие неотрицательность выражения под корнем.

Рассчитав волновые плотность и скорость эфира, можно с помощью формул (20) и (21) найти соответствующие им электрическое и магнитное поля \mathbf{E} и \mathbf{B} . При этом \mathbf{E} и \mathbf{B} также будут волновыми, так как операция дифференцирования не меняет волновой характер функции. Однако в общем случае описание электромагнитных волн только с помощью векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} , без учёта их эфирного происхождения, приводит к трудно воспринимаемым парадоксам, таким как корпускулярно-волновой дуализм.

Отметим, что с помощью задания источников q и внешних сил \mathbf{F} в уравнениях (22), (23) можно получить эфирные волны достаточно сложной структуры, в том числе описываемые в тер-

минах \mathbf{E} и \mathbf{B} как продольные электромагнитные волны. Подробный обзор и анализ экспериментальных наблюдений продольных электромагнитных волн дан в книге [63].

Из опытов известно, что скорость свободного распространения волн в эфире равна скорости света c . Поэтому в волновых уравнениях для малых возмущений (78) и в решениях (80), (81) более общей системы (79) можно положить $|\mathbf{u}_*| = c$, $|u_{z,0}| = c$, $|C_2| = c$. В самом общем случае, например при сильных возмущениях или наличии препятствий, источников или стоков, внешних сил, скорость \mathbf{u} и плотность ρ эфира, в том числе и для волновых процессов, необходимо рассчитывать с помощью исходных уравнений эфира (4)–(6), (15) или (22), (23), (15).

При $q \neq 0$, $\mathbf{F} \neq 0$ могут возникать эффекты типа опережающих и отстающих ударных волн [81, 96]. Ударные волны в эфире могут формироваться и самопроизвольно, см. п. 6.1.

Важно подчеркнуть, что всё многообразие процессов в эфире не исчерпывается только волновыми процессами, так как уравнения эфира имеют не только волновые решения.

5. Энергия электромагнитного поля

В классической макроскопической теории электричества плотность энергии электромагнитного поля вводится как постулат (см., например: [28, с. 346]). В эфирной интерпретации плотность энергии электромагнитного поля, как и любого другого движения эфира, вычисляется по формуле (12), выведенной из второго закона Ньютона (см. п. 1.4).

5.1. Общие формулы для плотностей энергии и мощности электромагнитного поля

Самое общее эфирное представление для плотности энергии электромагнитного поля получается преобразованием формулы

(12) к виду, в котором фигурируют введённые в п. 2.1 векторы \mathbf{B} и \mathbf{E} .

Воспользуемся для вектора $\rho\mathbf{u}$ теоремой Гельмгольца (5.7-7), (5.7-8) из [51], которая позволяет разложить с точностью до слагаемого \mathbf{A}_0 , такого, что $\nabla^2\mathbf{A}_0 = 0$, достаточно произвольный вектор на потенциальную и вихревую компоненты по заданным дивергенции и ротору (см. [51, с. 178, 173]).

Для вектора $\rho\mathbf{u}$, в соответствии с формулами (24), (28), (20), имеем

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) &= \int_{t_0}^t \nabla \cdot \left(-\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}} \right) dt = \\ &= \int_{t_0}^t \left(-4\pi\sigma + \nabla \cdot \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}} \right) dt, \\ \nabla \times (\rho\mathbf{u}) &= \frac{\mathbf{B}}{c},\end{aligned}$$

где t_0 – некоторый начальный момент времени.

В случае установившегося течения (частные производные по времени обращаются в ноль) вместо уравнения (24) можно воспользоваться уравнением неразрывности (22)

$$\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = \frac{q}{k_{m,0}}.$$

Тогда вектор $\rho\mathbf{u}$ представляется с помощью скалярного потенциала Φ и векторного потенциала Ψ

$$\rho\mathbf{u} = -\nabla\Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0. \quad (82)$$

Здесь

$$\Psi = \frac{1}{4\pi c} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{B}(t, \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' =$$

$$\frac{1}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \times (\rho(t, \mathbf{r}') \mathbf{u}(t, \mathbf{r}'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau',$$

в неустановившемся случае

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\int_{t_0}^t \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(-\mathbf{E}(t, \mathbf{r}') + \frac{\mathbf{F}(t, \mathbf{r}') + \nabla P(t, \mathbf{r}')}{k_{m,0}} \right) dt}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' =$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_{t_0}^t \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(-\mathbf{E}(t, \mathbf{r}') + \frac{\mathbf{F}(t, \mathbf{r}') + \nabla P(t, \mathbf{r}')}{k_{m,0}} \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' dt =$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_{t_0}^t \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\left(-4\pi\sigma(t, \mathbf{r}') + \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \frac{\mathbf{F}(t, \mathbf{r}') + \nabla P(t, \mathbf{r}')}{k_{m,0}} \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' dt,$$

а в установившемся –

$$\Phi = \frac{1}{4\pi k_{m,0}} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{q(t, \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'.$$

В выборе векторной функции \mathbf{A}_0 имеется некоторый произвол. Однако до сих пор в разложении (82) не учитывались уравнения эфира. Поэтому для определения \mathbf{A}_0 к уравнению $\nabla^2 \mathbf{A}_0 = 0$ следует добавить уравнения (22), (23), (15). Например, если подставить (82) в (22), (23), то получается система относительно \mathbf{A}_0 и ρ (с учётом $\mathbf{u} = (-\nabla\Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0)/\rho$).

Подчеркнём, что уравнения эфира (22), (23) могут иметь ненулевые решения даже при $4\pi\sigma = \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ и $\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{u}) = 0$. То есть учёт функции \mathbf{A}_0 может быть существенным.

В общем случае для плотности энергии электромагнитного поля из (12) получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \rho_m \mathbf{u}^2 = k_{m,0} \rho \mathbf{u}^2 = \frac{k_{m,0}}{\rho} (\rho\mathbf{u})^2 = \\ &= \frac{k_{m,0}}{\rho} (-\nabla\Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0)^2. \end{aligned} \quad (83)$$

В этой формуле функции Φ и Ψ выражаются через \mathbf{E} (или σ) и \mathbf{B} , а непосредственные сведения об эфире входят только через множитель $k_{m,0}/\rho$ и силу $\mathbf{F} + \nabla P$ или источник q , фигурирующие в Φ .

Данная формула достаточно громоздка, однако при изучении конкретных процессов можно получить более простые выражения для энергии электромагнитного поля $\mathcal{A} = \rho_m \mathbf{u}^2$.

Например, плотность энергии установившегося течения эфира при $\mathbf{A}_0 = 0$ в отсутствие источника $q = 0$ определяется только магнитным полем \mathbf{B} (вихрями в эфире)

$$\mathcal{A} = \frac{k_{m,0}}{\rho} (\nabla \times \Psi)^2.$$

В этом случае зависимость \mathcal{A} от \mathbf{B} имеет квадратичный характер.

Общее выражение плотности мощности через потенциалы можно получить, взяв полную производную по времени от плотности энергии (83):

$$w = \frac{d}{dt} \left(\frac{k_{m,0}}{\rho} (-\nabla\Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0)^2 \right).$$

Другое общее выражение для плотности мощности в терминах полей и тока можно найти, преобразовав формулу (16) к виду, содержащему векторы \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{j} . Получим такое выражение.

Имеем

$$w = -\frac{\partial p}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla p - \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi =$$

$$k_{m,0} \frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla p - \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi.$$

Рассмотрим частную производную по времени в системе координат, локальные базисные векторы которой не зависят от времени:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} = \frac{\partial (\rho \mathbf{u})^2 / \rho}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \mathbf{u})^2}{\partial t} + (\rho \mathbf{u})^2 \frac{\partial 1/\rho}{\partial t} =$$

$$\frac{2}{\rho} \rho \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} - (\rho \mathbf{u})^2 \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 2 \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Применим формулы (23) и (21)

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} = 2 \mathbf{u} \cdot \left(-(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) + \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}} \right) - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} =$$

$$2 \mathbf{u} \cdot \left(-\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}} \right) - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Тогда

$$w = 2 \mathbf{u} \cdot (-k_{m,0} \mathbf{E} + \mathbf{F} - p) - \mathbf{u} \cdot \nabla p - k_{m,0} \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} -$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi =$$

$$-2k_{m,0} \mathbf{u} \cdot \mathbf{E} - 3\mathbf{u} \cdot \nabla p - k_{m,0} \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \mathbf{F} - \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi.$$

Вычислим ∇p с помощью уравнения (15)

$$-\frac{\nabla p}{k_{m,0}} = \nabla(\rho \mathbf{u}^2) + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} = \nabla \left(\frac{(\rho \mathbf{u})^2}{\rho} \right) + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} =$$

$$\frac{1}{\rho} \nabla(\rho \mathbf{u})^2 + (\rho \mathbf{u})^2 \nabla \frac{1}{\rho} + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} =$$

$$\frac{1}{\rho} \nabla(\rho \mathbf{u})^2 - (\rho \mathbf{u})^2 \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho = \frac{1}{\rho} \nabla(\rho \mathbf{u})^2 - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}}.$$

Воспользуемся формулой для градиента скалярного произведения из таблицы 5.5-1 в [51]

$$-\frac{\nabla p}{k_{m,0}} = \frac{1}{\rho} \nabla(\rho \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{u}) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} =$$

$$2(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) + 2\mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} =$$

$$2 \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}}.$$

Заметим попутно, что эта формула устанавливает связь поля силы Лоренца (25) с градиентами давления и плотности эфира, в которой учитывается уравнение состояния эфира (15):

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{u}^2 \nabla \rho - \frac{1}{k_{m,0}} \nabla p - \frac{\nabla \Pi}{k_{m,0}} \right). \quad (84)$$

В частности, поле силы Лоренца может создавать градиент давления в эфире.

Подставим ∇p в w

$$w = -2k_{m,0} \mathbf{u} \cdot \mathbf{E} + 6k_{m,0} \mathbf{u} \cdot \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right) - 3k_{m,0} \mathbf{u}^2 (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho) - k_{m,0} \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \mathbf{F} - \frac{\partial \Pi}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \nabla \Pi.$$

Учтём, что $\mathbf{u} \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0$.

Итак, из формулы (16) получаем следующее общее представление для плотности мощности течения эфира

$$w = 2\mathbf{u} \cdot (2k_{m,0} \mathbf{E} + \mathbf{F} + \nabla \Pi) - k_{m,0} \mathbf{u}^2 \left(3(\mathbf{u} \cdot \nabla \rho) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) - \frac{\partial \Pi}{\partial t}. \quad (85)$$

Направление движения плотности энергии в эфире описывается векторным потенциалом, см. п. 2.3.

Электрическая и магнитная энергии и мощность электрической цепи рассмотрены в п. 18.2, 18.7–18.9.

5.2. Плотность энергии электромагнитной волны

Рассмотрим объёмную плотность энергии электромагнитной волны на простом примере.

Одним из волновых решений уравнений эфира является плоская монохроматическая гармоническая волна

$$\mathbf{u} = u_a \cos\left(vt - \frac{vz}{c}\right) \mathbf{i}_x + u_a \sin\left(vt - \frac{vz}{c}\right) \mathbf{i}_y + c \mathbf{i}_z, \\ \rho = \rho_0 = \text{const},$$

где u_a – амплитуда поперечных колебаний, c – скорость света, ρ_0 – плотность невозмущённого эфира в электромагнитных единицах измерения. Согласно формулам (20), (21), такой эфирной волне соответствует плоская монохроматическая циркулярно поляризованная электромагнитная волна

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) &= E_a \sin\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_x - E_a \cos\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_y, \\ \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) &= B_a \cos\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_x + B_a \sin\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_y, \\ E_a &\equiv \rho_0 v u_a, \quad B_a \equiv \rho_0 v u_a.\end{aligned}$$

С помощью (12) находим плотность энергии данной волны

$$\mathcal{A} = k_{m,0} \rho_0 (u_a^2 + c^2).$$

Выражая u_a через амплитуды электрического и магнитного полей, можно выписать три эквивалентных для рассматриваемой волны представления \mathcal{A}

$$\begin{aligned}\mathcal{A} &= k_{m,0} \rho_0 \left(\left(\frac{E_a}{\rho_0 v} \right)^2 + c^2 \right), \quad \mathcal{A} = k_{m,0} \rho_0 \left(\left(\frac{B_a}{\rho_0 v} \right)^2 + c^2 \right), \\ \mathcal{A} &= k_{m,0} \rho_0 \left(\frac{E_a^2 + B_a^2}{2(\rho_0 v)^2} + c^2 \right).\end{aligned}$$

Сравним эфирное представление плотности энергии электромагнитной волны с классическим (см., например: [28, с. 348])

$$\mathcal{A}_{cl} = \frac{E_a^2 + B_a^2}{8\pi}.$$

Важно подчеркнуть, что классическая формула не подтверждена экспериментально и не следует из работы [41]. В физике эта формула принимается как постулат, представляющий собой сумму выражений для электрической и магнитной энергии цепи, п. 18.9.

У векторов электрического и магнитного полей \mathbf{E} и \mathbf{B} плоской волны отсутствуют составляющие вдоль направления распространения волны. Поэтому имеет смысл сравнивать \mathcal{A}_{cl} только с энергией поперечной составляющей эфирной волны

$$\mathcal{A}_{\perp} = k_{m,0} \left(\frac{E_a^2 + B_a^2}{2\rho_0 v^2} \right).$$

Равенство $\mathcal{A}_{cl} \approx \mathcal{A}_{\perp}$ выполнено лишь для определённого диапазона частот плоских волн

$$v \approx \sqrt{4\pi k_{m,0} / \rho_0}.$$

При $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13}$ [с г^{1/2}/см^{3/2}], $k_{m,0} \approx 6.7 \cdot 10^3$ [г^{1/2}/(с см^{3/2})] (см. п. 20.7) имеем: $v \sim 10^8 - 10^9$ [1/с]. Данный диапазон частот можно трактовать как область применимости формулы для \mathcal{A}_{cl} , в которой она может давать в общем случае без учёта скорости света c приемлемые количественные значения для плотности энергии плоской монохроматической циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Область применимости \mathcal{A}_{cl} для других явлений или с учётом c может быть шире.

5.3. Интерпретация энергии кванта света, постоянной Планка, волны де Бройля

В рассматриваемой математической модели эфира плотность энергии любого движения эфира вычисляется по формуле

(12), следующей из второго закона Ньютона (см. п. 1.4). В квантовой физике в опытах со светом для энергии кванта света установлено следующее соотношение (см., например: [30, с. 10]):

$$\mathcal{E}_{qm} = h\nu,$$

где h – постоянная Планка, ν – частота световой волны.

Обозначим объём кванта света V_{qm} . Тогда для плотности энергии в кванте света получим

$$A_{qm} = h\nu/V_{qm}.$$

Приравнивая A_{qm} к плотности энергии эфира (формула (12)) находим

$$\frac{h\nu}{V_{qm}} = k_{m,0}\rho\mathbf{u}^2.$$

Отсюда сразу следует, что в кванте света отсутствует градиент суммы давления эфира и плотности энергии внешних источников, так как из (15) имеем: $\nabla(p + \Pi) = -k_{m,0}\nabla(\rho\mathbf{u}^2) = -\nabla(h\nu/V_{qm}) = 0$.

Кроме того, получаем, что в кванте света должна быть постоянной следующая комбинация плотности и скорости эфира:

$$\frac{k_{m,0}\rho\mathbf{u}^2V_{qm}}{\nu} = h.$$

Эта формула выражает связь параметров эфира с параметром квантования энергии h и позволяет дать наглядную интерпретацию постоянной Планка как величины, пропорциональной кине-

тической энергии эфира в кванте света $k_{m,0}\rho\mathbf{u}^2V_{qm}$ с коэффициентом пропорциональности $1/\nu$, соответствующим характерному времени протекания процесса. Вспомним теперь, что кинетическая энергия, умноженная на период процесса, называется действием, точнее, «наименьшей затратой средств при наибольшем действии» [66, с. 242]. Поэтому постоянная Планка h имеет смысл действия.

Рассмотрим теперь эфирную трактовку длины волны де Бройля. Под длиной волны в физике понимается отношение величины скорости к частоте волнового процесса

$$\lambda = \frac{|\mathbf{u}|}{\nu}.$$

Выделив $|\mathbf{u}|/\nu$ в предпоследней формуле, получаем

$$\lambda = \frac{h}{k_{m,0}\rho V_{qm}|\mathbf{u}|}.$$

Знаменатель представляет собой импульс эфира. Поэтому данное соотношение имеет смысл волны де Бройля. Таким образом, длина волны де Бройля обратно пропорциональна импульсу эфира с коэффициентом пропорциональности, равным постоянной Планка.

Получаем, что для любого периодического процесса в эфире, энергия которого равна $h\nu$, можно ввести волну де Бройля как пространственный масштаб, соответствующий действию.

Гипотеза (концепция) де Бройля о переносе формулы $\mathcal{E}_{qm} = h\nu$, полученной для фотонов, на частицы имеет ясное эфирное обоснование как представление частицы с помощью периодического процесса в эфире, обладающего импульсом $k_{m,0}\rho V_{qm}|\mathbf{u}|$ и энергией $h\nu$.

6. Разрывы в эфире. Эффекты квантования

Различные подходы к построению математических моделей процессов с разрывными характеристиками движения подробно изложены, например, в [14, гл. VII, п. 4]. Здесь мы воспользуемся методом получения условий на поверхности разрыва, исходя из интегральных соотношений, в которых непрерывность искомым функций не подразумевается. Поверхности разрыва можно вводить как заданные поверхности с заданными законами их движения или как искомые поверхности, когда их форма и движение должны быть найдены при решении задачи.

6.1. Самопроизвольное формирование разрывов

Важно подчеркнуть, что в рассматриваемой математической модели эфира (4)–(6), даже на микроуровне (1)–(3), разрывы могут формироваться самопроизвольно. Например, в бездивергентном поле скоростей, а таким свойством обладают поле скоростей электромагнитной волны и поле скоростей фотона (см. [46] или п. 4, 20.3), уравнение для скорости (30) при $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$, $\nabla P = 0$ имеет вид

$$\frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = 0.$$

Это трёхмерное уравнение Бюргера – Хопфа. В одномерном случае уравнение Бюргера – Хопфа хорошо изучено. В частности, показано, что на пересечении характеристик у его решения может формироваться резкий разрыв, например, в виде появления ударной волны (рис. 1), которая затем распространяется обычным для неё образом (см. п. 51 в [64]).

Отметим, что формирование такого разрыва позволяет надеяться на возможность создания вещества специальной системой приёмников высокочастотного электромагнитного излучения. Не исключено, что похожий процесс реализуется при фотосинтезе.

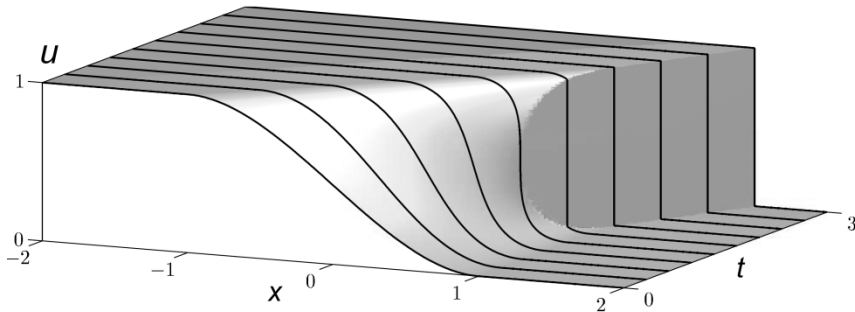


Рис. 1. Пример формирования ударной волны при решении одномерного уравнения Бюргерса – Хопфа.

6.2. Условия на поверхности разрыва

Уравнения в дифференциальной форме на поверхности разрыва не выполняются, так как в её точках не существует производных. В классической механике сплошной среды вблизи поверхности разрыва рассматриваются уравнения в интегральной форме в некотором специальном выбранном неподвижном объёме V с поверхностью Σ и подвижном жидком объёме $V^*(t)$ с поверхностью $\Sigma^*(t)$, возникающем в момент времени $t + dt$ из объёма V в результате движения среды [14, с. 393–395] (о жидком объёме см. также [21, с. 147]). Затем V и $V^*(t)$ стягиваются к точке на поверхности разрыва для получения условий в этой точке. Стягивание к точке означает, что объём $V^*(t)$ берётся сколь угодно малым (бесконечно малым).

За бесконечно малое время dt частицы (носители) эфира в бесконечно малом объёме эфира $V^*(t)$ перемещаются на малые расстояния. Поэтому бесконечно малый объём $V^*(t)$ в процессе такой деформации можно рассматривать как состоящий из одних и тех же частиц и имеющий границу, также состоящую из одних и тех же частиц. То есть бесконечно малый объём эфира $V^*(t)$ на бесконечно малом промежутке времени $[t, t + dt]$ можно рассматривать как жидкий объём.

Данное замечание обосновывает возможность использования методики [14, с. 393–399] для получения условий на поверхности разрыва, несмотря на то что значительные объёмы эфира на большом промежутке времени при неизотропной плотности не имеют интерпретации жидкого объёма (см. п. 1.2).

С учётом сделанного замечания, по аналогии с теорией механики сплошной среды [14, с. 393–399] из уравнений эфира в интегральной форме для плотности и скорости можно вывести условия, которые должны выполняться в эфире на поверхности разрыва функций в любой инерциальной или неинерциальной системе отсчёта

$$Q + \rho_1((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n}) = \rho_2((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n}),$$

$$Q \equiv \lim_{\substack{h \rightarrow 0 \\ \Delta S \rightarrow 0}} \frac{1}{\Delta S} \int_V q d\tau, \quad (86)$$

$$\mathcal{R} - p_1 \mathbf{n} + \rho_1 \mathbf{u}_1((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n})$$

$$= -p_2 \mathbf{n} + \rho_2 \mathbf{u}_2((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n}), \quad (87)$$

$$\mathcal{R} \equiv \lim_{\substack{h \rightarrow 0 \\ \Delta S \rightarrow 0}} \frac{1}{\Delta S} \int_V \mathbf{F} d\tau.$$

Здесь индексом обозначен предел с соответствующей стороны поверхности разрыва, p – давление (значение с обратным знаком

диагонального элемента простейшего тензора внутренних напряжений, с. 25), $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t, \mathbf{r})$ – нормаль к поверхности разрыва по направлению перехода со стороны 2 на сторону 1, $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}_b(t, \mathbf{r})$ – скорость перемещения поверхности разрыва, Δs – площадь элемента поверхности разрыва, h – длина отрезка по нормали к поверхности разрыва [14, с. 393], Q и \mathcal{R} – внешние поверхностные плотности источника (в единице площади в единицу времени) эфира и силы на поверхности разрыва. Если источники q , \mathbf{F} конечны в объёме V , то $Q = 0$, $\mathcal{R} = 0$.

Заданной системе дифференциальных уравнений можно сопоставить различные системы интегральных соотношений, которые для непрерывных движений эквивалентны между собой и с данной системой дифференциальных уравнений. Для движений с сильными разрывами различные системы таких интегральных соотношений могут быть неэквивалентными. Выбор интегральных законов, верных не только для непрерывных движений, но и в случае наличия внутренних в среде поверхностей сильных скачков, связан с дополнительными гипотезами, применимость которых должна апробироваться в опытах [14, с. 390]. Поэтому в эфире, наряду с соотношениями (86), (87), могут рассматриваться и альтернативные условия на разрыве.

Уравнение движения эфира отличается от уравнения движения классической механики сплошной среды (см. п. 1.2). Принципиальным отличием является присутствие дивергенции скорости в уравнении движения эфира (30). Для того чтобы непосредственно учесть это обстоятельство в условии на разрыве, сопоставим уравнению (30) некоторое интегральное уравнение и приведём его к форме, позволяющей применить на поверхности разрыва известный из классической механики сплошной среды результат.

В [21], с. 151, выведена общая формула

$$\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{S(t)} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{V} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) \mathbf{A} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds, \quad (88)$$

где поверхность $S(t)$ ограничивает подвижный объём, точки $S(t)$ перемещаются со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{V}(t, \mathbf{r})$. Лаконичное доказательство этой формулы приведено в [21] на с. 152 с использованием производной от интеграла по жидкому контуру.

Воспользуемся формулой (88) для $\mathbf{A} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r})$, $\mathbf{V} = -\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$, $S(t) = \Sigma^*(t)$:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{\Sigma^*(t)} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds, \quad (89)$$

где вектор $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t, \mathbf{r})$ – внешняя по отношению к $V^*(t)$ нормаль к поверхности $\Sigma^*(t)$. Данный выбор \mathbf{A} и \mathbf{V} можно интерпретировать как рассмотрение неподвижной относительно скоростного поля $\mathbf{A} = \mathbf{u}$ поверхности $S(t)$. Левая часть формулы (89) представляет собой производную по времени от потока вектора скорости \mathbf{u} через поверхность жидкого объёма.

В силу уравнения (30) из (89) имеем

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{\Sigma^*(t)} \left(-\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds. \quad (90)$$

Выражение (90) можно интерпретировать как интегральную форму уравнения (30), которая остаётся справедливой и в более общем случае, например для разрывных функций.

По теореме Остроградского – Гаусса имеем

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \frac{d}{dt} \int_{V^*(t)} \nabla \cdot \mathbf{u} \, d\tau.$$

Тогда

$$\frac{d}{dt} \int_{V^*(t)} \nabla \cdot \mathbf{u} \, d\tau = \int_{\Sigma^*(t)} \left(-\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds. \quad (91)$$

Левая часть данной формулы совпадает с левой частью формулы (4.8) из [14, с. 395], если в (4.8) подынтегральную функцию заменить на $\nabla \cdot \mathbf{u}$.

Для правой части по формуле (4.7') из [14, с. 395], рассматриваемой для поверхности $\Sigma^*(t)$, имеем

$$\lim_{\substack{h \rightarrow 0 \\ \Delta S \rightarrow 0}} \frac{1}{\Delta S} \int_{\Sigma^*(t)} \left(-\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds = \mathbf{U}_1 \cdot \mathbf{n} - \mathbf{U}_2 \cdot \mathbf{n},$$

где \mathbf{U} – источник скорости:

$$\mathbf{U} \equiv -\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho}.$$

Взяв предел от равенства (91), получаем по аналогии с выводом формулы (4.20) из [14, с. 399], что в любой инерциальной или неинерциальной системе отсчёта на поверхности разрыва выполнено соотношение

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_1 \cdot \mathbf{n} + (\nabla \cdot \mathbf{u})_1 ((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n}) \\ = \mathbf{U}_2 \cdot \mathbf{n} + (\nabla \cdot \mathbf{u})_2 ((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n}). \end{aligned} \quad (92)$$

Условие (92) содержит одно уравнение, в то время как условие (87) является векторным и имеет три компоненты. В этом

смысле использование (92) накладывает меньшие ограничения на искомые функции, чем использование (87).

Оба условия содержат не только нормальную компоненту скорости, но и другие её компоненты. Поэтому все компоненты скорости могут участвовать в формировании дискретного набора состояний среды, возникающего из-за разрыва, например, в эффекте квантования частот колебаний среды.

6.3. Пример квантования

Продемонстрируем возникновение эффекта квантования параметров течения эфира на простом примере. Рассмотрим установившийся электрический поток эфира (см. п. 15.1). В цилиндрической системе координат (r, φ, z) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$ одним из решений системы (154), (15) является

$$\mathbf{u} = u_0 \sin(\lambda \ln(r)) \mathbf{i}_r + u_0 \cos(\lambda \ln(r)) \mathbf{i}_\varphi, \quad \rho_m = \frac{\rho_{m,0}}{r} e^{-\lambda \varphi},$$

где $u_0, \lambda, \rho_{m,0}$ – константы, характеризующие движение эфира. Данное решение выделяется из множества всех решений системы заданием соответствующих дополнительных условий.

В рассматриваемом процессе частота колебаний скорости определяется величиной λ . В случае $\lambda \neq 0$ имеется разрыв плотности эфира при $\varphi = 2\pi$. Будем предполагать, что этот разрыв не является внутренним, например, поддерживается граничными условиями для плотности на сторонах непроницаемой стенки, расположенной при $\varphi = 2\pi$.

Исследуем течение эфира при наличии внутренней поверхности разрыва, имеющей форму цилиндра радиуса $r = r_d$, внутри которого эфир движется с параметром $\lambda = \lambda_1$, а вне – с

$\lambda = 0$, то есть вне цилиндра $\mathbf{u} = u_0 \mathbf{i}_\varphi$, $\rho_m = \rho_{m,0}/r$. Условия на разрыве (86), (92) дают уравнения для определения параметра λ_1

$$\begin{aligned} \sin(\lambda_1 \ln(r_d)) &= 0, \\ \sin(\lambda_1 \ln(r_d))(\lambda_1 \cos(\lambda_1 \ln(r_d)) + \sin(\lambda_1 \ln(r_d))) &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, изучаемое установившееся движение эфира внутри цилиндра возможно только при дискретном наборе значений параметра λ_1 : $\lambda_1 = \pi k / \ln(r_d)$, где k – целое число. Иными словами, существуют только квантовые установившиеся состояния данного течения эфира.

Рассматриваемый пример также позволяет проиллюстрировать неэквивалентность условий (87) и (92). При использовании соотношений (87) вместо (92) не удаётся подобрать значения параметра λ_1 , при которых условие (87) обращалось бы в тождество. То есть в математической модели данного разрывного течения с условием (87) невозможны даже квантовые установившиеся состояния.

6.4. Эфирное представление условий разрыва магнитного и электрического полей

В п. 2 показано, что уравнения Максвелла являются следствиями уравнений неразрывности и второго закона Ньютона (уравнений эфира). Уравнениям Максвелла, записанным в дифференциальной форме, соответствуют уравнения Максвелла в интегральной форме. Таким образом, имеется соответствие между уравнениями эфира и уравнениями Максвелла в интегральной форме.

Уравнения Максвелла в интегральной форме позволяют получить соотношения, которым должны удовлетворять магнитное и электрическое поля с разных сторон поверхности разрыва (см., например: [14, гл. VII, п. 4; 28, с. 338]):

$$(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{n} = 0,$$

$$(\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2) \cdot \mathbf{n} = 4\pi\gamma,$$

$$(\mathbf{B}_1/\mu_1 - \mathbf{B}_2/\mu_2) \cdot \boldsymbol{\tau} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} \cdot (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}),$$

$$(\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \cdot \boldsymbol{\tau} = 0,$$

где \mathbf{n} и $\boldsymbol{\tau}$ – единичные векторы нормали и касательной к поверхности разрыва, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, γ – поверхностная плотность электрических зарядов, \mathbf{i} – поверхностная плотность тока.

С точки зрения методологии механики сплошной среды, систематически применяемой в книге, важно подчеркнуть, что условия на разрыве электромагнитного поля соответствуют второму закону Ньютона в смысле соответствия ему уравнений Максвелла в интегральной форме.

Из данных условий с помощью эфирного представления магнитного и электрического полей (20), (21) получаем следующие соотношения для скорости и плотности эфира на поверхности разрыва:

$$\left((\nabla \times (\rho \mathbf{u}))_1 - (\nabla \times (\rho \mathbf{u}))_2 \right) \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (93)$$

$$\left(\varepsilon_1 ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}))_1 - \varepsilon_2 ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}))_2 \right) \cdot \mathbf{n} = 4\pi\gamma, \quad (94)$$

$$\left((\nabla \times (\rho \mathbf{u}))_1/\mu_1 - (\nabla \times (\rho \mathbf{u}))_2/\mu_2 \right) \cdot \boldsymbol{\tau} = \frac{4\pi}{c^2} \mathbf{i} \cdot (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}), \quad (95)$$

$$\left(((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}))_1 - ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}))_2 \right) \cdot \boldsymbol{\tau} = 0. \quad (96)$$

Таким образом, в эфире условиям на поверхности разрыва магнитного и электрического полей соответствуют условия на ротор и производную вдоль траектории (кривой, направления) от плотности потока эфира (производная по траектории равна части полной производной по времени, содержащей дифференцирование по пространственным координатам [51, п. 5.5-3, 16.10-8]).

Более точные формулы для условий на поверхности разрыва могут быть получены из интегральной формы обобщённых уравнений Максвелла, соответствующей обобщённым уравнениям Максвелла в дифференциальной форме (20)–(23), (26)–(29).

7. Вывод закона Био – Савара из уравнений эфира

Рассмотрим задачу о вычислении магнитного поля по электрическому току. Такая задача в случае постоянной плотности эфира рассмотрена в [41–44]. В данном разделе проведено обобщение результатов [41–44].

Воспользуемся формулой определения векторного поля \mathbf{v} при $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ по заданному распределению векторного поля вихрей $\nabla \times \mathbf{v} = 2\boldsymbol{\omega}$ в объёме T (см., например: [15, с. 280–284; 19, с. 90–95; 51, п. 5.7-3]):

$$\mathbf{v}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iiint_T \frac{\boldsymbol{\omega}(\gamma, \eta, \xi) \times \mathbf{r}(x - \gamma, y - \eta, z - \xi)}{r^3(x - \gamma, y - \eta, z - \xi)} d\tau, \quad (97)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, проведённый от переменной точки интегрирования (γ, η, ξ) к рассматриваемой точке с координатами (x, y, z) . Эта формула является чисто математическим утверждением, не опирающимся на какие-либо представления механики сплошной среды. Но доказывается она обычно в литературе по

механике сплошной среды и называется обобщением формулы Био – Савара для завихренного объёма несжимаемой среды (см., например: [19, с. 93]). Поле \mathbf{v} называется индуцированным полем.

Формула для одного бесконечно тонкого шнура (нити), не обязательно совпадающего с вихревой нитью, получается предельным переходом в (97)

$$\begin{aligned} & \mathbf{v}(x, y, z) \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_L \Gamma(\mathbf{r}_L(l)) \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}(x - \gamma(l), y - \eta(l), z - \xi(l))}{r^3(x - \gamma(l), y - \eta(l), z - \xi(l))}, \\ & \Gamma(\mathbf{r}_L(l)) = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} 2\boldsymbol{\omega} \cdot d\mathbf{s} = \\ & \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}| \rightarrow \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l}_c, \end{aligned} \quad (98)$$

где $\mathbf{r}_L(l) \equiv (\gamma(l), \eta(l), \xi(l))$ – параметрическое представление точек кривой L , задающей бесконечно тонкий шнур, $d\mathbf{l}$ – элементарный отрезок кривой L с направлением $\boldsymbol{\omega}/|\boldsymbol{\omega}|$, $d\mathbf{s}$ – элемент площади поперечного сечения $s(\mathbf{r}_L(l))$ шнура, имеющий направление $\boldsymbol{\omega}/|\boldsymbol{\omega}|$, $C(\mathbf{r}_L(l))$ – контур границы сечения $s(\mathbf{r}_L(l))$, $\Gamma(\mathbf{r}_L(l))$ – циркуляция (напряжённость) бесконечно тонкого шнура. Предел берётся при условии конечной циркуляции $\Gamma(\mathbf{r}_L(l)) = 2\boldsymbol{\omega}ds$ [15, с. 285].

Если нить (или шнур) совпадает с вихревой нитью (или вихревой трубкой), то циркуляция Γ является константой и может быть вынесена из-под знака интеграла [15, с. 285; 19, с. 93].

Рассмотрим формулы (97), (98) для векторного поля вида

$$\mathbf{v} = \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}). \quad (99)$$

Условие несжимаемости такого поля, то есть условие применимости формул (97), (98),

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= \nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) \\ &= \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \cdot (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) + \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \right) (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) \\ &= \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \right) (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 0 \end{aligned}$$

выполнено, если $\nabla |\mathbf{u}| = 0$. Подчеркнём, что при этом несжимаемость поля \mathbf{u} , то есть условие $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, не требуется.

Для объёма T и нити L , согласно эфирному определению магнитного поля $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u})$, имеем

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \iiint_T \frac{1}{r^3} \left(\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) \right) \times \mathbf{r} \, d\tau; \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L \Gamma_{\mathbf{B}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \\ \Gamma_{\mathbf{B}} &\equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_j| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho) \right) \cdot d\mathbf{s} = \\ &= \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_j| \rightarrow \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_L(l))} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{l}_c, \end{aligned} \quad (101)$$

$$2\boldsymbol{\omega}_j \equiv \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right).$$

Выражения (100) и (101) представляют собой эфирные аналоги формулы Био – Савара для объёма и нити. Как отмечено выше, в случае совпадения кривой L с вихревой нитью поля (99) циркуляцию $\Gamma_{\mathbf{B}}$ можно вынести из-под знака интеграла. Формулы остаются справедливыми и в случае зависящих от времени T и L .

В п. 2 из уравнений эфира получено соотношение (34)

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{total}}, \quad (102)$$

$$\mathbf{j}_{\text{total}} \equiv \mathbf{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$

Данное выражение следует и из представления (32).

Тогда

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \iiint_T \frac{\mathbf{j}_{\text{total}} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau; \quad (103)$$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L \Gamma_{\mathbf{B}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \quad \frac{c\Gamma_{\mathbf{B}}}{4\pi} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_j| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{j}_{\text{total}} \cdot d\mathbf{s}.$$

Обозначив полный ток в нити

$$I_{\text{total}} \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_j| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{j}_{\text{total}} \cdot d\mathbf{s} = \frac{c\Gamma_{\mathbf{B}}}{4\pi},$$

находим

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L I_{\text{total}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}. \quad (104)$$

Если ток I_{total} постоянен вдоль кривой L , то его можно вынести из-под знака интеграла. Такая ситуация имеет место, например, если кривая L совпадает с вихревой нитью поля (99), так как $I_{\text{total}} = c\Gamma_{\mathbf{B}}/(4\pi)$, а циркуляция $\Gamma_{\mathbf{B}}$ вихревой нити постоянна.

Для $|\mathbf{u}| \approx c$ и установившегося процесса $I_{\text{total}} = I$ (частные производные по времени обращаются в ноль) формулы (103), (104) выражают известный из эксперимента закон Био – Савара для постоянных токов (см., например: [28, с. 215])

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \iiint_T \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau;$$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \int_L I \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}.$$

Важно подчеркнуть, что здесь формулы (103), (104) получены теоретически на основе уравнений эфира. То есть эти формулы, как и уравнения Максвелла, являются следствиями общих законов движения эфира (4)–(6). Причём (103), (104) обобщают классический закон Био – Савара на случай скоростей эфира, отличных от скорости света, и переменных во времени токов.

Выражения (102)–(104) в области их применимости ($\nabla|\mathbf{u}| \approx 0$) можно использовать для расчёта магнитного поля по плотности ρ и скорости \mathbf{u} эфира, заданным в объёме T или нити L . При этом можно использовать готовые результаты из [19, с. 93–95; 15, с. 284–298; 28, с. 216–220; 18, гл. 2].

В частном случае прямой линии L и постоянного тока I получаем закон Эрстеда [28, с. 216; 31; 41]

$$\mathbf{B} = \frac{2I}{cR} \mathbf{i}_\varphi \quad (105)$$

как следствие уравнений движения эфира (4)–(6). Здесь R – расстояние от прямой L до рассматриваемой точки, \mathbf{i}_φ – единичный вектор в цилиндрической системе координат (R, φ, z) с осью z , совпадающей с прямой L . Внутри провода магнитное поле имеет другую зависимость от радиуса (287), не содержащую особенность.

Отметим, что знание поля \mathbf{B} , рассчитанного, например, по формуле (105) или аналогичным ей, позволяет с помощью (20) найти произведение $\rho \mathbf{u}$. Для определения \mathbf{u} и ρ по отдельности необходимо привлечь ещё уравнения (22), (23), (15).

Уравнение Максвелла (102) и закон Био – Савара (103), (104) устанавливают тесную взаимосвязь в эфире между вектором магнитной индукции \mathbf{B} и плотностью тока $\mathbf{j}_{\text{total}}$, а именно: при наличии \mathbf{B} с $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}/c^2) \neq 0$, согласно (102), в эфире должен протекать ток $\mathbf{j}_{\text{total}}$, а при наличии $\mathbf{j}_{\text{total}}$, согласно (103), (104), в эфире должно иметься магнитное поле \mathbf{B} . Важно подчеркнуть, что присутствие заряженных частиц при этом не обязательно. Вся взаимосвязь \mathbf{B} и плотности тока $\mathbf{j}_{\text{total}}$ определяется только соответствующими плотностью ρ и скоростью \mathbf{u} эфира.

8. Индуктивность геометрического объекта, создающего магнитное поле

В постановке задачи с постоянной плотностью эфира существует простая связь между магнитным потоком через контур,

ограничивающий поверхность $S(t)$ [41]. Установим эту связь в общем случае.

Поток Φ магнитного поля \mathbf{B} через поверхность $S(t)$ определяется поверхностным интегралом второго рода

$$\Phi(t) \equiv \int_{S(t)} \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}) ds. \quad (106)$$

Здесь рассмотрим незамкнутую поверхность $S(t)$, так как для замкнутой $S(t)$ магнитный поток Φ равен нулю в силу теоремы Остроградского – Гаусса и соленоидальности поля \mathbf{B} (27).

Форма незамкнутой поверхности $S(t)$, опирающейся на один и тот же контур, не влияет на значение Φ . Это утверждение следует из равенства

$$\begin{aligned} \Phi(t) - \Phi_1(t) &= \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds - \int_{S_1(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds = \\ &= \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds + \int_{S_1(t)} \mathbf{B} \cdot (-\mathbf{n}) ds = \\ &= \int_{S(t) \cup S_1(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds = \int_{T(t)} \nabla \cdot \mathbf{B} d\tau = 0, \end{aligned}$$

где $S_1(t)$ – произвольная поверхность, натянутая на тот же контур, что и $S(t)$. Нормаль в интеграле по $S_1(t)$ берётся с той же стороны поверхности, что и в интеграле по $S(t)$. Поэтому нормаль в интеграле по $S_1(t)$ меняет знак при переходе в неё к внешней нормали, фигурирующей в интеграле по $S(t) \cup S_1(t)$.

Пусть магнитное поле \mathbf{B} индуцируется током I_{total} , текущим по кривой $L(t)$. На данном этапе рассуждений кривая $L(t)$ никак не связана с поверхностью $S(t)$. Кроме того, в эфирной интерпретации кривая $L(t)$ не обязательно должна совпадать с каким-

то материальным носителем, например с металлическим проводником.

Подставим эфирный аналог формулы Био – Савара для нити (104) в определение (106)

$$\Phi = \int_{S(t)} \left(\frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_{L(t)} I_{\text{total}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{n} ds.$$

В случае, когда в точках кривой $L(t)$ ток одинаков $I_{\text{total}} = I_{\text{total}}(t)$, получаем

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \frac{1}{c} \mathcal{L}(t) I_{\text{total}}(t), \\ \mathcal{L}(t) &\equiv \int_{S(t)} \left(\frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_{L(t)} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{n} ds. \end{aligned} \quad (107)$$

Если в качестве кривой $L(t)$ выбрать контур, ограничивающий незамкнутую поверхность $S(t)$, и рассмотреть $|\mathbf{u}| \approx c$, то $\mathcal{L}(t)$ будет зависеть только от геометрии кривой $L(t)$ (как показано выше, Φ не зависит от формы $S(t)$). Поэтому $\mathcal{L}(t)$ в формуле (107) можно рассматривать как эфирное обобщение классического понятия индуктивности тонкого замкнутого тока. $\mathcal{L}(t)$ также называют самоиндукцией, или коэффициентом самоиндукции (см., например: [28, с. 271]).

Применяя выражение (100) в определении магнитного потока (106), можно аналогично ввести понятие индуктивности объёма $T(t)$, создающего магнитное поле \mathbf{B} .

9. Основной закон электромагнитной индукции. Электродвижущая сила. Правило Ленца

Рассмотрим производную по времени от магнитного потока (106) в общем виде, в отличие от упрощённого подхода [41],

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds.$$

В соответствии с эфирным представлением магнитного поля (20) и формулой Стокса, имеем

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \nabla \times (c\rho\mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} \, ds = \frac{d}{dt} \oint_{L(t)} c\rho\mathbf{u} \cdot d\mathbf{l}, \quad (108)$$

где контур $L(t)$ ограничивает поверхность $S(t)$, направление обхода $L(t)$ определяется по вектору \mathbf{n} правым винтом.

В [21] на с. 152 или в [35] на с. 43 выведено интегральное тождество

$$\frac{d}{dt} \oint_{L(t)} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \oint_{L(t)} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right) \cdot d\mathbf{l},$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{V}(t, \mathbf{r})$ – скорость движения точек контура $L(t)$, ограничивающего поверхность $S(t)$.

Применим эту формулу для $\mathbf{A} = c\rho\mathbf{u}$:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_{L(t)} \left(\frac{\partial c\rho\mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{v} \times (\nabla \times (c\rho\mathbf{u})) \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Воспользуемся уравнением (24) и определением (20)

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_{L(t)} \left(c \left(-\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}} \right) - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Учитывая, что член ∇P не вносит вклад в интеграл (так как $\nabla \times (\nabla P) = 0$), получаем

$$\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = -\mathcal{E}(t),$$

$$\mathcal{E}(t) \equiv \oint_{L(t)} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{F}}{k_{m,0}} \right) \cdot d\mathbf{l}. \quad (109)$$

Функция $\mathcal{E}(t)$ называется электродвижущей силой индукции (э.д.с. индукции), а формула (109) – основным законом электромагнитной индукции (см., например: [28, с. 258]). В отличие от классической физики, здесь этот закон получен не как обобщение опытов, а как формальное математическое следствие уравнений движения эфира (4)–(6), то есть уравнения неразрывности и второго закона Ньютона.

Подчеркнём, что формулы (108) и (109) показывают, что э.д.с. индукции появляется в контуре при изменении магнитного поля или контура во времени, а также в присутствии электрического поля. Причём вклад в $\mathcal{E}(t)$ даёт только непотенциальная составляющая вектора \mathbf{E} , так как интеграл по замкнутому контуру от потенциальной составляющей равен нулю.

Физическая трактовка второго (магнитного) члена под интегралом в формуле (109) дана в п. 18.11.

Рассмотренная э.д.с. индукции является лишь одним из способов возбуждения э.д.с. Существуют и другие способы генерации э.д.с., не связанные с изменением магнитного поля или изменением контура. Например, э.д.с. может возникать при создании разности потенциалов на участке неподвижного контура за счёт электрической батареи или действия внешней силы. Каждый способ генерации э.д.с. описывается, вообще говоря, своими количественными соотношениями.

Правило Ленца в физике установлено обобщением опытных фактов: индукционный ток всегда имеет такое направление, что

он ослабляет действие причины, возбуждающей этот ток (см., например: [28, с. 260]). В эфирной интерпретации это правило также является формальным следствием уравнений эфира, а именно формулы (109).

С помощью формул (20), (21) э.д.с. индукции \mathcal{E} выражается через плотность ρ и скорость \mathbf{u} эфира. Поэтому формулу (109) можно интерпретировать как возникновение э.д.с. индукции в результате движения эфира в замкнутом контуре $L(t)$, вызванного изменением магнитного потока через ограниченную этим контуром поверхность $S(t)$. Отсюда следует, что, например, если $L(t)$ совпадает с проводником, то электрический ток в этом проводнике обусловлен в первую очередь движением в нём эфира, а не движением заряженных частиц. Движение заряженных частиц обусловлено потоком эфира. Данный результат позволяет сделать важный для практики вывод: э.д.с. можно возбуждать, используя имеющееся в природе движение эфира со скоростью V .

Более подробно электрический ток в проводниках рассмотрен в п. 12 и 18.

В общей физике возбуждение и течение электрического тока при движении проводника в магнитном поле связываются исключительно с движением в нём электронов [28, 31, 34], а механизм действия на них силы Лоренца объясняется релятивистским эффектом [32, т. 3, с. 72; 28, с. 16]. При этом возникают большие проблемы с интерпретацией многих опытов. Например, эксперименты показывают, что в длинном проводнике постоянный ток, возбуждённый на одном из его концов, появляется на другом конце значительно быстрее характерного времени направленного движения заряженных частиц в нём (если такие есть). Высокую скорость передачи сигналов по проводнику трудно объяснить с помощью электронов, скорость движения которых для металлов составляет не более нескольких сантиметров в секунду, а для электролитов ещё меньше (см., например: [28, с.

214]). Более того, анализ опытов со взрывом проволочек электрическим током (п. 18.10) и других экспериментов (п. 12.2, 12.3, 21.11, 23.2.1, 23.2.2, 23.3, 23.6.1, 23.6.2) показывает, что не электроны являются основным носителем энергии электрического тока.

Механическая (эфирная) интерпретация э.д.с. индукции, основанная на выводе формул (107) и (109) из второго закона Ньютона, даёт ясный механизм возбуждения и течения электрического тока в проводнике.

Из (107), (109) имеем

$$\frac{1}{c^2} \frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt} = -\mathcal{E}(t). \quad (110)$$

В выражения (107), (109), (110) никак не входит электрический заряд частиц, а все фигурирующие в них величины выражаются через плотность ρ , скорость \mathbf{u} эфира и геометрию проводника. Поэтому первопричиной и основой электрического тока является индуцированная в проводнике плотность потока эфира, которая приводит к различным эффектам, в том числе к движению в проводнике заряженных частиц. Более того, в каких-то случаях, например при сверхпроводимости (п. 12.5) или в магнитных явлениях (п. 19), поток эфира может и не возбуждать в проводниках заметного перемещения заряженных частиц, наоборот, заряженные частицы могут препятствовать сверхпроводимости.

10. Вихревой импульс эфира. Закон сохранения вихревого импульса. Сохранения момента магнитного поля

Остановимся на важном вопросе о вихревом импульсе среды, позволяющем впоследствии перейти к анализу таких сложных явлений, как сила Жуковского.

Рассмотрим движение эфира во всём пространстве при отсутствии внутренних границ. Пусть на бесконечности скорость эфира и внешние силы стремятся к нулю, а вихревая область $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \neq 0$ ограничена или $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$ быстро убывает на бесконечности.

Если определить импульс среды как интеграл по некоторому объёму от $\rho_m \mathbf{u}$ (здесь $\rho_m = k_{m,0}\rho$ – плотность эфира в механических единицах, см. п. 1.1 и 20.1), то этот интеграл может зависеть от формы поверхности, по которой объём интегрирования устремляется к бесконечности [18, с. 71]. Поэтому в механике сплошной среды вводят понятие импульса жидкости как импульса, который должен быть приложен мгновенной силой для мгновенного приведения среды в заданное движение из состояния покоя [17, с. 71; 16, с. 636].

Введём понятия импульса эфира и вихревого импульса эфира по аналогии с методикой механики сплошной среды [17, п. 3; 18, п. 1.7.2; 13, п. 152]. При этом, в отличие от перечисленных работ, рассмотрим общий случай сжимаемой среды с непостоянной плотностью. Кроме того, в выводе закона изменения импульса учтём отличие уравнения движения эфира от уравнения движения механики сплошной среды, состоящее в том, что плотность эфира входит под полную производную по времени, а не перед ней (см. п. 1.2).

В [18, с. 71] доказано следующее интегральное тождество:

$$\begin{aligned} \iiint_T \mathbf{a} \, d\tau = \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \, d\tau + \\ \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{r} \times (\mathbf{a} \times \mathbf{n}) \, ds, \end{aligned} \quad (111)$$

справедливое в трёхмерном пространстве (в плоском случае вместо $1/2$ стоит 1). Здесь \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности S , ограничивающей область T .

Применим тождество (111) для $\mathbf{a} = \rho_m \mathbf{u}$

$$\iiint_T \rho_m \mathbf{u} \, d\tau = \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \, d\tau + \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{r} \times (\rho_m \mathbf{u} \times \mathbf{n}) \, ds.$$

Получаем, что импульс эфира в объёме T , стоящий в левой части равенства, представляется в виде полусуммы объёмного интеграла от компоненты, содержащей вихрь, и некоторого поверхностного интеграла. Отсюда видно, что если при расширении T до всего пространства второй член в правой части стремится к нулю, то первый член правой части представляет собой импульс (количество движения) неограниченного пространства эфира.

По аналогии с механикой сплошной среды назовём вектор

$$\mathbf{I}(t) \equiv \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \, d\tau \quad (112)$$

вихревым импульсом эфира и покажем, что для неограниченного объёма эфира он удовлетворяет аналогу второго закона Ньютона. Существование интеграла по всему пространству обеспечивается условием ограниченности вихревой области $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \neq 0$ или требованием соответствующего поведения $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$ на бесконечности.

Подчеркнём, что множитель $1/2$ возникает в $\mathbf{I}(t)$ естественным образом в результате использования интегрального тождества (111).

Вычислим производную по времени от $\mathbf{I}(t)$ по формуле дифференцирования интеграла, зависящего от параметра t , с учётом того, что рассматриваемый объём T постоянен по t

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \iiint_T \mathbf{r} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau = \\ &= \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \left(\nabla \times \frac{\partial \rho_m \mathbf{u}}{\partial t} \right) d\tau. \end{aligned}$$

Частную производную по времени выразим из уравнения движения эфира (23) и учтём, что $\nabla \times (\nabla P) = 0$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \left(\nabla \times (\mathbf{F} + \nabla P - (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})) \right) d\tau = \\ &= \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times (\nabla \times \mathbf{F}) d\tau - \\ &= \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \left(\nabla \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})) \right) d\tau. \end{aligned}$$

Воспользуемся векторным тождеством (111) при $\mathbf{a} = \mathbf{F}$ и $\mathbf{a} = (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} &= \iiint_T \mathbf{F} d\tau - \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{r} \times (\mathbf{F} \times \mathbf{n}) ds - \\ &= \iiint_T (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) d\tau + \\ &= \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{r} \times \left(((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})) \times \mathbf{n} \right) ds. \end{aligned} \tag{113}$$

Преобразуем третий член в правой части (113) с помощью теоремы о среднем [51, п. 4.7-1]

$$\begin{aligned}
 & \iiint_T (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) d\tau = \\
 & \iiint_T \sum_{l=1}^3 \left(\sum_{k=1}^3 u_k \mathbf{i}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \mathbf{i}_l \right) (\rho_m u_l \mathbf{i}_l) d\tau = \\
 & \sum_{l=1}^3 \mathbf{i}_l \sum_{k=1}^3 \iiint_T u_k \frac{\partial \rho_m u_l}{\partial x_k} d\tau = \\
 & \sum_{l=1}^3 \mathbf{i}_l \sum_{k=1}^3 u_{lk}^* \iiint_T \frac{\partial \rho_m u_l}{\partial x_k} d\tau = \\
 & \sum_{l=1}^3 \mathbf{i}_l \left(\mathbf{u}_l^* \cdot \iiint_T \nabla(\rho_m u_l) d\tau \right),
 \end{aligned} \tag{114}$$

где \mathbf{i}_k – единичные векторы декартовой системы координат, $k = 1, 2, 3$, $\mathbf{u}_l^* \equiv u_{l1}^* \mathbf{i}_1 + u_{l2}^* \mathbf{i}_2 + u_{l3}^* \mathbf{i}_3$.

Последнее равенство по теореме о градиенте [51, с. 175] сводится к поверхностному интегралу. Тогда

$$\begin{aligned}
 \iiint_T (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) d\tau &= \sum_{l=1}^3 \mathbf{i}_l \left(\mathbf{u}_l^* \cdot \iint_S \rho_m u_l \mathbf{n} ds \right) = \\
 & \iint_S \sum_{l=1}^3 (\mathbf{u}_l^* \cdot \mathbf{n}) \rho_m u_l \mathbf{i}_l ds.
 \end{aligned}$$

Таким образом, все члены в правой части (113), кроме первого, представляют собой поверхностные интегралы. Эти интегралы при расширении области T до всего пространства обращаются в ноль, так как по предположению функции \mathbf{F} и \mathbf{u} быстро убывают на бесконечности. Поэтому в пределе получаем следующий закон изменения вихревого импульса эфира:

$$\frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} = \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau. \quad (115)$$

Сравнивая выражение (115) со вторым законом Ньютона, заключаем, что $\mathbf{I}(t)$ действительно можно интерпретировать как импульс неограниченного объема эфира при наличии непотенциальной силы \mathbf{F} . Из вывода формулы (115) ясно, что потенциальные силы не меняют вихревой импульс эфира.

Если $\mathbf{F} = 0$, то импульс эфира $\mathbf{I}(t)$ сохраняется во времени.

Учитывая определение (20) индукции магнитного поля \mathbf{B} , получаем из (112), что вихревой импульс эфира представляет собой момент магнитного поля, находящегося в объеме T :

$$\mathbf{I}(t) = k_{m,0} \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \frac{\mathbf{B}}{c} d\tau. \quad (116)$$

Тогда формула (115) даёт закон изменения момента магнитного поля, в том числе закон сохранения момента магнитного поля в отсутствие внешних непотенциальных сил.

Важно подчеркнуть, что закон (116) в эфирной интерпретации получен как следствие второго закона Ньютона, а не как обобщение опытных фактов или релятивистских предположений. Экспериментальная проверка этого закона может служить ещё одним подтверждением теории эфира. Кроме того, непосредственное измерение \mathbf{I} и \mathbf{u} даст возможность оценить плотность эфира с помощью формулы (116), в которую вместо поля \mathbf{B} подставлено его эфирное представление (20).

Закон сохранения магнитного момента может объяснить так называемый гиромангнитный эффект [14, с. 150], имеющаяся физическая трактовка которого неубедительна, а также явления, наблюдавшиеся в опытах де Пальма и Аспдена, см. п. 23.3.

Подчеркнём ещё раз, что множитель $1/2$ в формулах (112), (116) возникает естественным образом как результат применения интегрального тождества (111).

Отметим, что по аналогии с вихревым моментом импульса механики сплошной среды [17, п. 3.5; 18, п. 1.7.2] можно ввести понятие вихревого момента импульса эфира и рассмотреть закон его изменения. Вихревой момент импульса эфира соответствует моменту момента магнитного поля.

11. Внешняя сила, действующая со стороны среды на завихренное течение эфира. Обобщение силы Жуковского для случая трёхмерного частично или полностью пронизываемого объекта

Обозначим объём, занимаемый вихрем, T_v . Пусть вне T_v течение эфира является безвихревым $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0$ или $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$ быстро убывает, и, кроме того, на бесконечности скорость эфира и внешние силы стремятся к нулю так, что соответствующие несобственные интегралы сходятся.

Согласно определению (112), вихревой импульс эфира есть

$$\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2} \iiint_{T_v} \mathbf{r} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \, d\tau. \quad (117)$$

Вычислим силу, действующую на завихренное течение в объёме T_v при сообщении в точках T_v внешней скорости $\mathbf{V} = \mathbf{V}(t, \mathbf{r})$, заданной относительно \mathbf{u} (дополнительной к \mathbf{u}), предполагая, что эта скорость приводит к смещению частиц среды (лагранжевых частиц). Вне T и на бесконечности потребуем от \mathbf{V} выполнения условия $\mathbf{V} = 0$ и поведения, обеспечивающего сходимость соответствующих несобственных интегралов.

В такой постановке задачи для получения закона изменения $\mathbf{I}(t)$ следует рассматривать приращение $\mathbf{I}(t)$, возникающее за малое время Δt при наличии заданной скорости \mathbf{V} . Использование формулы (117) с заменой \mathbf{u} на $\mathbf{u} + \mathbf{V}$ и последующим дифференцированием по времени интеграла, зависящего от параметра t , было бы недостаточным, так как не учло бы эффекта смещения частиц среды в результате приложения скорости \mathbf{V} .

В момент времени $t + \Delta t$ для вихревого импульса $\Delta \mathbf{I}$ элементарного объёма $\Delta \tau$ имеем

$$\Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) = \frac{1}{2} \mathbf{r}(t + \Delta t) \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})_{t=t+\Delta t}) \Delta \tau.$$

Применим формулу Тейлора

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{r} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \Delta t + O(\Delta t^2) \right) \times \\ &\left(\nabla \times \left(\rho_m \mathbf{u} + \frac{d\rho_m \mathbf{u}}{dt} \Delta t + O(\Delta t^2) \right) \right) \Delta \tau = \\ &\frac{1}{2} \mathbf{r} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \Delta \tau + \frac{1}{2} \mathbf{r} \times \left(\nabla \times \frac{d\rho_m \mathbf{u}}{dt} \right) \Delta t \Delta \tau + \\ &\frac{1}{2} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \Delta t \Delta \tau + O(\Delta t^2). \end{aligned} \quad (118)$$

По постановке задачи рассматривается смещение в результате сообщения лагранжевой частице скорости \mathbf{V} относительно имеющейся скорости \mathbf{u} (дополнительной к \mathbf{u}). Кроме того, по смыслу вычисляемой силы за время Δt учитывается смещение только за счёт мгновенного приложения скорости \mathbf{V} , то есть смещение относительно текущего положения. Поэтому в формуле (118) имеем $d\mathbf{r}(t)/dt = \mathbf{V}$.

В уравнении движения эфира (23) (втором законе Ньютона) дополнительное ускорение $\rho_m \mathbf{u}$ за счёт внешней скорости \mathbf{V} описывается конвективной производной, интерпретация которой и состоит в ускорении, вызванном движением среды со скоростью \mathbf{V} (см., например: [9, с. 54]) (то есть рассматривается ускорение относительно текущего состояния за счёт мгновенного приложения скорости \mathbf{V})

$$\frac{d\rho_m \mathbf{u}}{dt} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) = \mathbf{F} + \nabla p.$$

Тогда, с учётом $\nabla \times (\nabla p) = 0$:

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) - \Delta \mathbf{I}(t)}{\Delta t} = \\ & \frac{1}{2} \mathbf{r} \times \left(\nabla \times (\mathbf{F} - (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})) \right) \Delta \tau + \\ & \frac{1}{2} \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \Delta \tau + O(\Delta t). \end{aligned}$$

Устремляя $\Delta t \rightarrow 0$, суммируя по всему объёму и обозначив изменение вихревого импульса во времени за счёт сообщения внешней скорости \mathbf{V} точкам объёма T_v символом

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt} \right)_v \equiv \iiint_{T_v} \frac{d\Delta \mathbf{I}}{dt} d\tau,$$

получаем

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt} \right)_v = \frac{1}{2} \iiint_{T_v} \mathbf{r} \times (\nabla \times \mathbf{F}) d\tau -$$

$$\frac{1}{2} \iiint_{T_v} \mathbf{r} \times (\nabla \times ((\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}))) d\tau +$$

$$\frac{1}{2} \iiint_{T_v} \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau.$$

Применим в первых двух членах правой части векторное тождество (111) при $\mathbf{a} = \mathbf{F}$ и $\mathbf{a} = (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})$

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_V = \iiint_{T_v} \mathbf{F} d\tau - \frac{1}{2} \iint_{S_v} \mathbf{r} \times (\mathbf{F} \times \mathbf{n}) ds -$$

$$\iiint_{T_v} (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) d\tau + \frac{1}{2} \iint_{S_v} \mathbf{r} \times (((\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})) \times \mathbf{n}) ds$$

$$+$$

$$\frac{1}{2} \iiint_{T_v} \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau.$$

Воспользуемся для $(\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u})$ последним тождеством из таблицы 5.5-1 в [51]

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_m \mathbf{u}) =$$

$$\frac{1}{2} \left(\nabla \times (\rho_m \mathbf{u} \times \mathbf{V}) + \nabla(\rho_m \mathbf{u} \cdot \mathbf{V}) - \rho_m \mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \mathbf{V} \cdot (\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u})) \right)$$

$$- \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) - \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})).$$

Объёмный интеграл от первого и второго членов в правой части данного выражения сводится к поверхностному по теореме о роторе и теореме о градиенте соответственно. Объёмные интегралы от третьего и четвёртого членов преобразуются к по-

верхностным интегралам с помощью теоремы о среднем и теоремы о дивергенции (в средней точке выносятся функции $\rho\mathbf{u}$ и \mathbf{V} по аналогии с выкладками в (114)).

При стремлении объёма T_v к объёму всего пространства все поверхностные интегралы обращаются в ноль, так как по предположению функции \mathbf{F} , \mathbf{u} , \mathbf{V} быстро убывают на бесконечности. Поэтому в пределе получаем

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_V = & \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau + \iiint_{T_v} \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau + \\ & \frac{1}{2} \iiint_{T_v} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) d\tau. \end{aligned} \quad (119)$$

Интегрирование в третьем и четвёртом членах оставлено по области ненулевой завихренности T_v , так как по условию вне этой области подынтегральные выражения равны нулю или быстро убывают.

В случае $\nabla \times \mathbf{V} = 0$, рассмотренном в [17, п. 3.7], формула (119) переходит в формулу (14) из [17, с. 77].

Как показано выше, количество движения эфира в пределе по всему пространству равно вихревому импульсу. С другой стороны, согласно второму закону Ньютона, изменение количества движения равно приложенной силе. Поэтому правая часть формулы (119) представляет собой силу $\mathbf{F}_V(t)$, действующую на течение эфира в объёме T_v при сообщении в точках T_v внешней скорости \mathbf{V} :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_V(t) = & \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau + \iiint_{T_v} \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau + \\ & \frac{1}{2} \iiint_{T_v} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) d\tau, \end{aligned} \quad (120)$$

где \mathbf{F} – непотенциальная внешняя сила.

Силу $\mathbf{F}_V(t)$ в формуле (120) можно трактовать как обобщение силы Жуковского на случай трёхмерного объекта, вне и внутри которого имеется плотность потока среды $\rho_m \mathbf{u}$. Пример использования этой силы в электротехнике приведён в п. 18.11.

Выражение (120) позволяет определить обобщённую силу Жуковского в элементе объёма $d\tau$

$$d\mathbf{F}_V = \left(\mathbf{F} + \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) + \frac{1}{2} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right) d\tau \quad (121)$$

и её объёмную плотность как отношение $d\mathbf{F}_V$ к $d\tau$.

Вихревой импульс и закон его изменения в случае приложения \mathbf{V} к одной изолированной нити L (не обязательно совпадающей с вихревой нитью), заданной параметрически $\mathbf{r}_L(l) \equiv (\gamma(l), \eta(l), \xi(l))$, получается с помощью предельного перехода в интегралах (112), (119), (120), рассмотренных для области, представляющей собой шнур с поперечным сечением $s(\mathbf{r}_L(l))$ [17, п. 3.8],

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(t) &= \frac{1}{2} \int_L \Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}(\mathbf{r}_L(l)) \mathbf{r} \times d\mathbf{l}, \\ \mathbf{F}_V(t) &= \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau + \int_L \Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}(\mathbf{r}_L(l)) \mathbf{V} \times d\mathbf{l} + \\ &\quad \frac{1}{2} \int_L \Gamma_V(\mathbf{r}_L(l)) \rho_m \mathbf{u} \times d\mathbf{l}, \\ \Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}(\mathbf{r}_L(l)) &\equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\omega_B| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) \cdot d\mathbf{s} = \end{aligned} \quad (122)$$

$$\lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_B| \rightarrow \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_L(l))} \rho_m \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l},$$

$$\Gamma_V(\mathbf{r}_L(l)) \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} (\nabla \times \mathbf{V}) \cdot d\mathbf{s} =$$

$$\lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l},$$

где $2\boldsymbol{\omega}_B \equiv \nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$, $d\mathbf{l}$ – элементарный отрезок кривой L с направлением $\boldsymbol{\omega}_B/|\boldsymbol{\omega}_B|$, $d\mathbf{s}$ – элемент площади поперечного сечения S шнура, имеющий направление $\boldsymbol{\omega}_B/|\boldsymbol{\omega}_B|$, $C(\mathbf{r}_L(l))$ – контур границы $s(\mathbf{r}_L(l))$, $\Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}(\mathbf{r}_L(l))$ и $\Gamma_V(\mathbf{r}_L(l))$ – циркуляции (напряжённости) бесконечно тонкого шнура. Пределы берутся при условии конечных циркуляций $\Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}(\mathbf{r}_L(l)) = 2\boldsymbol{\omega}_B d\mathbf{s}$, $\Gamma_V(\mathbf{r}_L(l)) = (\nabla \times \mathbf{V}) d\mathbf{s}$ [15, с. 285].

Если нить (или шнур) совпадает с вихревой нитью (или вихревой трубкой) поля $\rho_m \mathbf{u}$, то циркуляция $\Gamma_{\rho_m \mathbf{u}}$ является константой и может быть вынесена из-под знака интеграла [15, с. 285; 19, с. 93]

$$\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2} \Gamma_{\rho_m \mathbf{u}} \int_L \mathbf{r} \times d\mathbf{l}, \quad (123)$$

$$\mathbf{F}_V(t) = \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau + \Gamma_{\rho_m \mathbf{u}} \int_L \times d\mathbf{l} + \frac{1}{2} \int_L \Gamma_V \rho_m \mathbf{u} \times d\mathbf{l}.$$

Последняя формула для $\mathbf{F}_V(t)$ в частном случае $\rho_m = const$, $\mathbf{F} = 0$, $\nabla \times \mathbf{V} = 0$ принимает вид

$$\mathbf{F}_V(t) = \rho_m \Gamma \int_L \mathbf{V} \times d\mathbf{l},$$

$$\Gamma \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \rightarrow 0 \\ |\omega| \rightarrow \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l}, \quad 2\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{u},$$
(124)

что соответствует результату [19, п. 5.8].

Силу $\mathbf{F}_V(t)$ в формулах (122)–(124) можно рассматривать как обобщение силы Жуковского на случай приложения скорости \mathbf{V} к крылу, имеющему форму кривой L в направлении, перпендикулярном к плоскости профиля крыла.

Направление силы в формуле (124) определяется знаком циркуляции скорости Γ и ориентацией приложенной внешней скорости \mathbf{V} .

Согласно третьему закону Ньютона, со стороны области T_v (или L) на среду действует противоположно направленная сила $-\mathbf{F}_V(t)$. Поэтому формулы (120)–(124) позволяют вычислять силу, действующую со стороны области T_v (или L) с заданными в ней \mathbf{u} и ρ на окружающую среду, в результате мгновенного приложения к точкам этой области внешней скорости \mathbf{V} .

В самом общем случае для детального расчёта взаимодействия потоков эфира необходимо численное решение исходной системы уравнений (4)–(6). Однако полученные аналитически результаты уже позволяют сделать важный вывод о том, что воздействие потока эфира на объект может осуществляться не только локально вблизи его поверхности, но и на расстоянии от объекта, в том числе значительном, посредством воздействия натекающего со скоростью \mathbf{V} потока эфира на окружающий объект вихрь. Например, если объект заморожен в вихревую область T_v большого размера, то он может сразу ощутить воздействие внешнего потока эфира, до того как этот поток достигнет самого объекта.

Подчеркнём, что эффект вихревого силового воздействия потока на объект имеет место и в несжимаемой среде, когда отсутствует лобовое сопротивление набегающему потоку (парадокс Даламбера [26, п. 100; 15, с. 172, 303]).

12. Электрический ток в проводниках

Тесная взаимосвязь в эфире магнитного поля, имеющего ненулевой ротор, и тока рассмотрена в п. 7–9. Показано, что электрический ток обусловлен, в первую очередь, потоком эфира, а возможное направленное движение заряженных частиц является вторичным эффектом.

В соответствии с эфирным представлением уравнения Максвелла (34), наличие электрического тока означает течение эфира с ненулевым ротором ротора:

$$\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) \neq 0. \quad (125)$$

В п. 7–9, требовалось лишь определённое поведение плотности и скорости эфира, а наличие каких-либо материальных структур, удерживающих электрический ток, не предполагалось.

В данном разделе рассмотрим эфирную (газогидродинамическую или механическую) трактовку протекания тока в материальном носителе, представляющем собой проводник электрического тока. Изучение особенностей протекания эфира в проводнике требует детальных экспериментальных и теоретических исследований. Здесь остановимся лишь на общем анализе этого процесса. Из всего разнообразия свойств проводников обсудим одно из наиболее важных – способность удерживать и направлять поток эфира.

Прежде всего, отметим, что существование установившегося вихревого движения может обеспечиваться градиентом давления при пониженном давлении в его центре (см., например: [15, с. 299]).

Внутренняя часть хорошего проводника обычно имеет упорядоченную (регулярную) структуру, состоящую, например, из атомов. Естественно предположить, что эта структура не препятствует или даже способствует вихревому течению потока эфира (125), соответствующего электрическому току. Вблизи границы регулярная структура проводника неизбежно искажается. Поэтому непосредственно на границе эфиру становится труднее течь, по крайней мере, в продольном направлении. В потоке эфира возникает приграничный (скиновый) слой. Если бы такого слоя не было, то значительная часть потока эфира могла бы выйти на изгибе проводника, чего не наблюдается в эксперименте.

Таким образом, способность проводника удерживать и направлять поток эфира можно связать с его внутренней регулярной структурой и образованием скинового слоя.

В общем случае скиновый слой не полностью изолирует поток эфира внутри проводника, так как вне проводника с током наблюдается магнитное поле, то есть поток эфира. Причём, согласно закону Био – Савара (100), (101), магнитное поле в заданной точке формируется как вклад от всех частей проводника, хотя и с разным весом. В эфирной трактовке магнитное поле вокруг проводника возникает как вихревой поток эфира (20), индуцированный текущим по проводнику потоком эфира с ненулевым ротором ротора (125).

Если внутренняя структура материала приводит к ускорению движения эфира внутри проводника при сохранении плотности эфира, то, в соответствии с уравнением состояния (или теоремой Бернулли), давление эфира внутри проводника умень-

шается по сравнению с внешним давлением и поток эфира оказывается поджатым снаружи. Появляется дополнительный к пониженному давлению в вихре эффект, способствующий удержанию потока эфира внутри проводника.

Переменный электрический ток отличается от постоянного наличием зависимости плотности потока эфира от времени.

На макроуровне атомные или молекулярные свойства проводника описываются диэлектрической и магнитной проницаемостью среды и её электрической проводимостью (см., например: [28, с. 339]).

В зависимости от свойств материала, создаваемый извне поток эфира (110) может ослабляться или усиливаться внутри проводника. Данный эффект описывается условиями на поверхности разрыва (93)–(96). Наведённый в проводнике ток сам начинает создавать магнитное поле, которое влияет на приложенное поле. В частности, возникает эффект самоиндукции (см., например: [28, с. 273]).

Эфирная трактовка протекания электрического тока в проводниках приводит к очень важному выводу. Магнитное и электрическое поля с эфирной точки зрения являются производными от плотности потока эфира (20), (21). Поэтому рассмотрение только электромагнитного поля внутри проводника не учитывает эффекты, связанные с постоянным потоком эфира, который может быть большим, но не дающим вклад в магнитное или электрическое поле из-за нулевых (или малых) пространственных производных. Однако по аналогии с газовой и гидродинамикой естественно предположить, что, например, при торможении пространственно изотропного потока эфира должны возникать заметные эффекты.

Способы генерации завихренностей в сплошной среде рассмотрены, например, в [17, п. 6; 23, гл. 5].

Раскрытое в п. 15 и других разделах данной книги единое происхождение электрических, магнитных и гравитационных

явлений позволяет надеяться на возможность создания технических устройств, преобразующих неэлектромагнитный (например, постоянный) поток эфира в электромагнитный, который учёные уже научились применять для решения практических задач.

12.1. Токи вне и внутри проводников. Законы Ампера

Закон Ампера определяет силу, действующую со стороны магнитного поля, на элементарный элемент тока (см., например: [28, с. 211]). Этот закон установлен эмпирически. В физике закон Ампера объясняется одинаково и для свободного пространства, и для проводников как движение заряженных частиц под действием силы Лоренца.

Эфирная трактовка движения заряженной частицы в электромагнитном поле под действием силы Лоренца дана в п. 16.1 как результат воздействия обобщённой силы Жуковского со стороны потока эфира на завихренность вокруг заряженной частицы. Покажем, что закон Ампера для проводников также можно объяснить возникновением обобщённой силы Жуковского в вихревых потоках эфира.

Воспользуемся результатами п. 11, а именно формулой (120) для силы взаимодействия двух потоков эфира. Покажем, что закон Ампера является следствием формулы (120), а значит, и следствием второго закона Ньютона. Сразу отметим, что при выводе формулы (120) наличие проводника не предполагалось. Поэтому объяснение закона Ампера для проводников может быть дано без привлечения заряженных частиц. Движение заряженных частиц в проводнике если и происходит, то должно рассматриваться как вторичный эффект.

Пусть в проводнике номер 1 объёма T_1 имеется поле скоростей \mathbf{u}_2 , созданное источником номер 2, который может быть

любым, в том числе проводником или магнитом (см. рис. 2). Рассмотрим силу $\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1}$, действующую на объём T_1 , то есть на проводник 1, при создании в объёме T_1 скорости \mathbf{V}_1 . Предполагается, что вне T_1 скорость \mathbf{V}_1 не сообщается: $\mathbf{V}_1 = 0$ или мала.

Согласно формуле (120), сила $\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1}$ в отсутствие непотенциальных сил есть

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \iiint_{T_1} \mathbf{V}_1 \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}_2)) d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} \rho_m \mathbf{u}_2 \times (\nabla \times \mathbf{V}_1) d\tau. \quad (126)$$

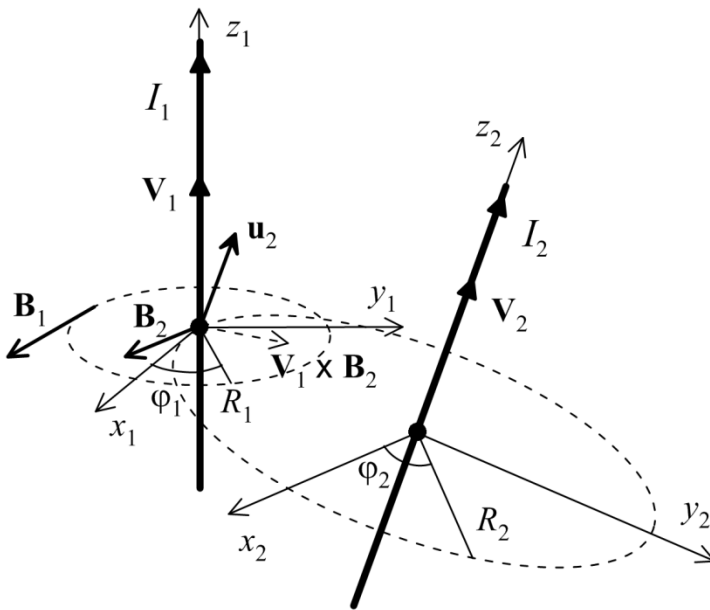


Рис. 2. Схема двух проводников.

С учётом определения магнитного поля (20), связи $\rho_m = k_{m,0}\rho$ (см. п. 1.1 и 20.1) и векторного тождества $\rho_m(\nabla \times \mathbf{V}_1) = \nabla \times (\rho_m \mathbf{V}_1) - \nabla \rho_m \times \mathbf{V}_1$ формулу (126) можно записать в виде

$$\mathbf{F}_{V_1} = \iiint_{T_1} k_{m,0} \mathbf{V}_1 \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} k_{m,0} \mathbf{u}_2 \times \left(\frac{\mathbf{B}_1}{c} + \mathbf{V}_1 \times \nabla \rho \right) d\tau,$$

где $\mathbf{B}_1 = c\nabla \times (\rho_m \mathbf{V}_1)$ и $\mathbf{B}_2 = c\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}_2)$ – магнитные поля, соответствующие первому и второму проводникам соответственно (рис. 2).

Если первый проводник имеет отличную от единицы магнитную проницаемость μ_1 , то вместо \mathbf{B}_2 в данной формуле надо взять $\mu_1 \mathbf{B}_2$, так как поле \mathbf{B}_2 рассматривается в этой формуле внутри первого проводника. Перед \mathbf{B}_1 множителя не требуется, так как \mathbf{V}_1 – скорость эфира внутри первого проводника.

В физике при рассмотрении электрического тока и выводе закона Ампера постулируется, что плотность электрического тока равна плотности потока заряженных частиц $\mathbf{j} \equiv N_e e \mathbf{V}$, где N_e – объёмная плотность носителей заряда, e – величина заряда одной частицы (носителя) (см., например: [28, с. 211]).

В эфирной интерпретации закона Ампера примем, что плотность электрического тока в проводнике в отсутствие внешнего воздействия равна

$$\mathbf{j}_1 \equiv k_{m,0} \mathbf{V}_1. \quad (127)$$

при условии, что для скорости \mathbf{V}_1 выполнено уравнение Максвелла (34): $\nabla \times (|\mathbf{V}_1|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1)) = 4\pi \mathbf{j}_1$. Внешнее воздействие

может быть описано в (127) добавлением источника скорости или тока.

В сопоставлении с электронно-кинетической теорией электрического тока [28, п. 42] константа $k_{m,0}$ интерпретируется как плотность заряда (223), а вся информация о конкретном материале входит в скорость течения эфира \mathbf{V}_1 внутри него.

Ниже показано, что модель плотности тока в проводнике (127) приводит к известным из эксперимента законам Ампера. В соответствии с методологией математического моделирования, это обосновывает возможность применения модели (127).

Имеем

$$\mathbf{F}_{V_1} = \iiint_{T_1} \mathbf{j}_1 \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} k_{m,0} \mathbf{u}_2 \times \left(\frac{\mathbf{B}_1}{c} + \frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{j}_1 \times \nabla \rho \right) d\tau. \quad (128)$$

Сила (126) может возникать и для скорости \mathbf{V}_1 , такой, что $\nabla \times (|\mathbf{V}_1|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1)) = 0$. Но такую силу, согласно эфирному определению электрического тока, мы не связываем с течением электрического тока. Ниже получена оценка, подтверждающая правильность такого подхода: показано, что скорость эфира \mathbf{V}_1 внутри области электрического тока «обычно» значительно выше, чем снаружи (см. формулы (135), (136)). Поэтому сила (126) определяется именно скоростью \mathbf{V}_1 внутри области электрического тока.

Согласно эфирному определению электрического тока, член $k_{m,0} \mathbf{u}_2$ в формуле (128) является электрическим током, только если для \mathbf{u}_2 выполнено уравнение Максвелла (34): $\nabla \times (|\mathbf{u}_2|^2 \nabla \times (\mathbf{u}_2)) = 4\pi k_{m,0} \mathbf{u}_2$. Данная ситуация имеет место, например, если первый проводник с током находится внутри второго проводника с током.

Сравнивая формулу (128) с законом Ампера (см., например: [28, с. 211]), заключаем, что её можно интерпретировать как эфирное обобщение закона Ампера.

Обобщённый закон Ампера (128) установлен исходя из закона сохранения момента магнитного поля (сохранения вихревого импульса эфира), полученного в п. 10. Поэтому в основе механизма возникновения силы, действующей на электрический ток \mathbf{j}_1 , лежит препятствование изменению момента магнитного поля \mathbf{B}_2 в области тока \mathbf{j}_1 .

Также важно подчеркнуть, что закон сохранения момента магнитного поля получен в п. 10 как следствие второго закона Ньютона. Поэтому закон Ампера является следствием второго закона Ньютона.

Вычислим силу \mathbf{F}_{V_1} (128) для проводника 1, имеющего форму шнура L с малым поперечным сечением Δs . В этом случае формула (128) принимает вид

$$\mathbf{F}_{V_1} = \int_L \mathbf{j}_1 \Delta s \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} dl + \frac{1}{2} \int_L k_{m,0} \mathbf{u}_2 \times \left(\frac{\mathbf{B}_1}{c} \Delta s + \frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{j}_1 \Delta s \times \nabla \rho \right) dl + o(\Delta s). \quad (129)$$

В законе Ампера для тонких проводников рассматривается идеализированный полный электрический ток

$$I_1 = \lim_{\substack{\Delta s \rightarrow 0 \\ j_1 \rightarrow \infty}} (\mathbf{j}_1 \Delta s \cdot \mathbf{i}_L),$$

где \mathbf{i}_L – единичный вектор касательной к кривой L , по которой течёт электрический ток.

В предположении ограниченности \mathbf{u}_2 в точках шнура и $\mathbf{B}_1 \Delta s \sim \mathbf{B}_1 \pi R_1^2 \rightarrow 0$ при $\Delta s \rightarrow 0$, где R_1 – расстояние от центра шнура в поперечном направлении, в пределе получаем

$$\mathbf{F}_{V_1} = \int_L I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2(l)}{c} dl + \frac{1}{2} \int_L I_1 \mathbf{u}_2(l) \times (\mathbf{i}_L \times \nabla \rho) dl. \quad (130)$$

Ниже будет показано, что второй член в выражении (128) «обычно» является малым. Поэтому формулу (128) можно записать как

$$\mathbf{F}_{V_1} = \int_L I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2(l)}{c} dl. \quad (131)$$

Отсюда для силы $d\mathbf{F}_{V_1}$, действующей на элемент длины dl тонкого проводника с током I_1 , получаем выражение

$$d\mathbf{F}_{V_1} = I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} dl,$$

совпадающее с первым законом Ампера [32].

Покажем теперь, что второй член в выражении (130) «обычно» является малым, и получим выражение второго закона Ампера для силы, возникающей между двумя тонкими проводниками.

Рассмотрим случай, когда скорость \mathbf{u}_2 создана магнитным полем прямолинейного тонкого проводника с током (см. формулу (105))

$$\mathbf{B}_2 = \frac{2I_2}{cR_2} \mathbf{i}_{\varphi_2},$$

где (R_2, φ_2, z_2) – цилиндрическая система координат с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_{R_2}, \mathbf{i}_{\varphi_2}, \mathbf{i}_{z_2}$ и осью z_2 , совпадающей с осью второго проводника (см. рис. 2).

Из определения магнитного поля (20) имеем

$$\nabla \times (\rho \mathbf{u}_2) = \frac{2I_2}{c^2 R_2} \mathbf{i}_{\varphi_2}.$$

Ищем решение этого уравнения в виде $\rho \mathbf{u}_2 = \mathbf{a}(R_2) \mathbf{i}_{z_2}$. Находим

$$\rho \mathbf{u}_2 = \left(-\frac{2I_2}{c^2} \ln R_2 + C_1 \right) \mathbf{i}_{z_2},$$

где C_1 – произвольная константа. Логарифмическая зависимость по R_2 связана с идеализированным представлением второго проводника как бесконечно тонкого, но несущего конечный ток I_2 .

Уравнение неразрывности в случае установившегося движения (частные производные по времени обращаются в ноль) и отсутствия источника $q = 0$ выполнено для найденного вектора $\rho \mathbf{u}_2$, так как его третья компонента не зависит от z_2 , а остальные компоненты отсутствуют.

Рассмотрим случай $C_1 = 0$. Подставим найденную плотность потока эфира $\rho \mathbf{u}_2$ в уравнение движения (23). Для установившегося движения при $\mathbf{F} = 0$ с учётом уравнения состояния (15) имеем

$$|\mathbf{u}_2| \nabla(\rho |\mathbf{u}_2|) - \mathbf{u}_2 \times \nabla \times (\rho \mathbf{u}_2) = \nabla(|\mathbf{u}_2| \rho |\mathbf{u}_2|),$$

что даёт возможность вычислить \mathbf{u}_2 и затем по уже найденному выше $\rho \mathbf{u}_2$ определить ρ :

$$\mathbf{u}_2 = \frac{C_2}{\ln R_2} \mathbf{i}_{z_2}, \quad \rho = -\frac{2I_2(\ln R_2)^2}{c^2 C_2}, \quad (132)$$

где C_2 в \mathbf{u}_2 – произвольная константа. Однако условие $\rho > 0$ налагает ограничение на знак этой константы: $I_2/C_2 < 0$.

Оценим теперь скорость \mathbf{V}_1 внутри и вне проводника с током. Расчёт \mathbf{V}_1 на основе решения исходных уравнений эфира (4)–(6) потребовал бы детального рассмотрения внутренней структуры проводника, возможно, с учётом ненулевых источников (стоков) q и сил \mathbf{F} , обусловленных строением материала проводника. Однако задача сильно упрощается, если известна плотность тока в проводнике \mathbf{j}_1 . Согласно эфирному определению плотности тока $\mathbf{j}_1 = k_{m,0} \mathbf{V}_1$. Скорость \mathbf{V}_1 и плотность ρ должны удовлетворять уравнению Максвелла в форме (34) (в каждой точке среды скорость в непрерывном поле скоростей определяется одним вектором, поэтому именно скорость \mathbf{V}_1 должна рассматриваться в дифференциальном операторе в формуле (34))

$$\nabla \times (|\mathbf{V}_1|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1)) = 4\pi k_{m,0} \mathbf{V}_1. \quad (133)$$

Уравнение (133) получено взятием ротора от уравнения движения (23) и в результате содержит лишь часть информации исходного уравнения (23). Поэтому уравнения (133) и (23) надо рассматривать совместно.

В случае установившегося движения с учётом уравнения состояния (15) уравнение (23) при $\mathbf{F} = 0$ принимает вид

$$|\mathbf{V}_1| \nabla(\rho |\mathbf{V}_1|) - \mathbf{V}_1 \times \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1) = \nabla(|\mathbf{V}_1| \rho |\mathbf{V}_1|). \quad (134)$$

Выберем в рассматриваемой точке пространства цилиндрическую систему координат (R_1, φ_1, z_1) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_{R_1}, \mathbf{i}_{\varphi_1}, \mathbf{i}_{z_1}$ и осью z_1 , направленной вдоль \mathbf{i}_L , то есть

$\mathbf{i}_{z_1} = \mathbf{i}_L$ (см. рис. 2), и будем искать \mathbf{V}_1 и ρ в виде $\mathbf{V}_1 = V_1(R_1)\mathbf{i}_{z_1}$, $\rho = \rho(R_1)$. В этом случае общее решение системы уравнений (133), (134) есть

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_1 &= (C_3 J_0(C_5 R_1) + C_4 Y_0(C_5 R_1)) \mathbf{i}_{z_1}, \\ \rho &= \frac{4\pi k_{m,0}}{C_5^2 (C_3 J_0(C_5 R_1) + C_4 Y_0(C_5 R_1))^2}, \end{aligned} \quad (135)$$

где J_0 , Y_0 – функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка, C_3 , C_4 , C_5 – произвольные константы.

Уравнение неразрывности в случае установившегося движения и отсутствия источника $q = 0$ выполнено для данного вектора $\rho \mathbf{V}_1$, так как его третья компонента не зависит от z_1 .

Таким образом, скорость и плотность эфира внутри электрического тока изменяются по закону (135).

Если первый проводник является тонким, длинным и прямолинейным, то вне его аналогично (132) имеем

$$\mathbf{V}_1 = \frac{C_6}{\ln R_1} \mathbf{i}_{z_1}, \quad \rho = -\frac{2I_1 (\ln R_1)^2}{c^2 C_6}. \quad (136)$$

Отметим, что формула (136) получена с помощью предельного перехода к бесконечно тонкому проводнику и поэтому применима, начиная с некоторого расстояния от него.

Константы C_1, \dots, C_6 должны определяться исходя из дополнительных условий на границах проводника и его внутренней структуры. Другие примеры расчёта токов даны в п. 12.4, 23.2.3.

Видно, что внутри области электрического тока при малых R_1 скорость \mathbf{V}_1 значительно выше (формула (135)), чем вне (формула (136)), так как вне \mathbf{V}_1 ведёт себя как $1/\ln R_1$. Поэтому сила (126) действительно «обычно» определяется величиной скорости \mathbf{V}_1 именно внутри области электрического тока.

Для подынтегрального выражения во втором члене формулы (130) имеем

$$\frac{1}{2} I_1 \mathbf{u}_2 \times (\mathbf{i}_L \times \nabla \rho) = \frac{1}{2} I_1 \frac{C_2}{\ln R_2} \mathbf{i}_{z_2} \times \left(\mathbf{i}_L \times \frac{-8\pi k_{m,0} (C_3 J_1(C_5 R_1) + C_4 Y_1(C_5 R_1))}{C_5 (C_3 J_0(C_5 R_1) + C_4 Y_0(C_5 R_1))^3} \mathbf{i}_{R_1} \right),$$

а для подынтегрального выражения в первом члене –

$$I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} = -I_1 \frac{2I_2}{c^2 R_2} \mathbf{i}_L \times \mathbf{i}_{\varphi_2}.$$

Таким образом, при достаточно малых поперечных размерах R_1 первого проводника второй член в (130) вдали от особенностей «обычно» является малым и формула (130) для силы, действующей на первый проводник, принимает вид

$$\mathbf{F}_{V_1} = \int_L \frac{2I_1 I_2}{c^2 R_2(l)} \mathbf{i}_L \times \mathbf{i}_{\varphi_2}(l) dl. \quad (137)$$

Данное выражение совпадает с известной в физике формулой для силы, действующей на участок первого тонкого криволинейного проводника с током I_1 со стороны второго тонкого прямолинейного бесконечно длинного проводника с током I_2 (см., например: [36, с. 435; 28, с. 216]).

Несмотря на то что в «обычных условиях» второй член в выражении (130) мал, было бы важно аккуратно проверить в экспериментах его наличие и величину вклада в результирующую силу. Такая проверка позволит получить дополнительное подтверждение правильности понимания первопричины механизма взаимодействия токов как взаимодействия потоков эфира.

Частный случай формулы для силы (128) в виде $\mathbf{F}_{v_1}/dt = \mathbf{j}_1 \times \mathbf{B}_2/c$, то есть частный случай закона изменения вихревого импульса эфира, успешно применяется для решения сложных практических задач, например о равновесии плазмы в магнитных ловушках [57 или 58, п. 1.1], причём для электрических токов в отсутствие металлических проводников внутри плазмы.

Отметим, что интерпретация закона Ампера с помощью теоремы Бернулли из п. 14 затруднена из-за обращения $\nabla p = -k_{m,0} \nabla(\rho u^2)$ в ноль на каждом из решений (132), (135), (136). Равенство градиента давления нулю означает изотропность в пространстве плотности энергии при таких движениях.

Данный пример показывает возможность возникновения силового воздействия (обобщённой силы Жуковского, с. 142) в отсутствие градиента давления. Кроме того, обращение градиента давления в ноль на некотором решении означает, что оно удовлетворяет и макроуровневым (4)–(6) (при $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$, $\Pi = 0$), и микроуровневым (1)–(3) уравнениям эфира.

Эфирное понимание закона Ампера как взаимодействия вихревых течений позволяет объяснить кажущееся парадоксальным поведение двух элементарных проводников с током, расположенных на пересекающихся перпендикулярных прямых линиях: один проводник действует на второй с некоторой силой, а второй не действует на первый (см., например, формулы в [32, с. 67; 36, с. 435]). Однако третий закон Ньютона при этом не нарушается, так как в силовом взаимодействии участвуют не проводник с проводником, а поток эфира (магнитное поле), созданный одним проводником, с потоком эфира, текущим в другом проводнике. Третий закон Ньютона выполнен между областью наложения этих потоков и внешней по отношению к ней средой, а не между областью наложения потоков и находящимся на удалении проводником. В случае нулевой силы и первого проводника бесконечно малой длины второй проводник в рассматриваемом примере просто не создаёт магнитное поле в месте расположения

первого проводника. Если первый проводник не мал, то, согласно формуле (137), возникает момент сил, но не сила притяжения или отталкивания проводников.

12.2. Закон Ома. Электрическая проводимость

Рассмотрим уравнение движения эфира (24) в случае установившегося течения и присутствия плотности внешней силы $-\nabla p_{\text{вн}}$

$$\mathbf{E} = -\frac{\nabla(p + p_{\text{вн}})}{k_{m,0}}. \quad (138)$$

Градиент давления вычислим из уравнения состояния эфира (15) с учётом внешнего источника плотности энергии $\Pi = p_{\text{вн}}$. На временах, много превышающих время релаксации направленного теплового движения структурных элементов эфира (п. 21.5), можно считать $\rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2 \approx \text{const}$. Тогда, вводя координату l вдоль направления скорости течения $\mathbf{u}/|\mathbf{u}|$ в рассматриваемой точке и предполагая для простоты, что давление зависит только от l , имеем

$$\begin{aligned} -\nabla(p + p_{\text{вн}}) &= \nabla(\rho_m \mathbf{u}^2) = \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} \frac{d}{dl} (\rho_m \mathbf{u}^2) = \\ &= \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} 2\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}| \frac{d\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{dl} = 2\sqrt{\rho_m} \frac{d\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{dl} \mathbf{u}. \end{aligned}$$

С учётом формулы (127) получаем

$$-\nabla(p + p_{\text{вн}}) = \frac{2\sqrt{\rho_m} d\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{k_{m,0} dl} \mathbf{j}.$$

Подставляя это выражение в (138), находим

$$\mathbf{j} = \frac{k_{m,0}^2}{2\sqrt{\rho_m}} \left(\frac{d\sqrt{\rho_m}|\mathbf{u}|}{dl} \right)^{-1} \mathbf{E}.$$

Обозначим

$$\sigma_{\text{эл}} \equiv \frac{k_{m,0}^2}{2\sqrt{\rho_m}} \left(\frac{d\sqrt{\rho_m}|\mathbf{u}|}{dl} \right)^{-1}. \quad (139)$$

В физике коэффициент $\sigma_{\text{эл}}$ называется электрической проводимостью, а уравнение

$$\mathbf{j} = \sigma_{\text{эл}} \mathbf{E} \quad (140)$$

законом Ома. В зависимости от знака $\sigma_{\text{эл}}$ направления тока и электрического поля могут совпадать или быть противоположными.

В общем случае электрическая проводимость $\sigma_{\text{эл}}$ зависит от градиента скорости течения $|\mathbf{u}|$. Это можно интерпретировать как зависимость $\sigma_{\text{эл}}$ от электрического поля \mathbf{E} для некоторых сред, например для плазмы.

Таким образом, в эфирной трактовке закон Ома является простым логическим следствием уравнения движения и уравнения состояния эфира, то есть фактически следствием второго закона Ньютона. Поэтому закон Ома (140) является общим законом. Однако в физике обычно рассматривается его линейное приближение, когда $\sigma_{\text{эл}}$ можно считать константой [28, с. 183, 184].

Электрическая проводимость эфира и вещества изучены в п. 21.9.

Экспериментальное подтверждение закона Ома (140) (см., например: [28, с. 179, 184]) означает подтверждение теории эфира.

Воспользовавшись в (138) формулой (140), находим

$$\mathbf{j} = -\frac{\sigma_{\text{эл}}}{k_{m,0}} \nabla(p + p_{\text{вн}}). \quad (141)$$

Соотношение (141) показывает, что в установившемся режиме электрический ток пропорционален градиенту давления в эфире. Коэффициентом пропорциональности является электрическая проводимость $\sigma_{\text{эл}}$, делённая на константу, имеющую размерность плотности заряда (223).

Давление p в (141), в отличие от давления p в (236), обусловлено потоком эфира как сплошной среды со скоростью \mathbf{u} . В общем случае для p в (141) нельзя использовать уравнение Клапейрона – Менделеева, так как при протекании электрического тока термодинамическое равновесие, вообще говоря, не имеет места из-за изменения во времени температуры, давления и нарушения изолированности проводника от окружающей среды.

12.3. Закон Джоуля и Ленца

Рассмотрим плотность мощности течения эфира (16). При наличии источника плотности энергии $\Pi = p_{\text{вн}}$ для установившегося течения частная производная по времени в (16) равна нулю

$$w = -\mathbf{u} \cdot \nabla(p + p_{\text{вн}}).$$

В эфирной модели провода и электрохимической ячейки примем, что плотность тока \mathbf{j} имеет вид (127)

$$\mathbf{j} = k_{m,0} \mathbf{u}.$$

Тогда

$$w = -\frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{j} \cdot \nabla(p + p_{\text{вн}}) \quad (142)$$

или, обобщая формулу (72) на случай присутствия внешнего источника плотности энергии $p_{\text{вн}}$,

$$w = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}. \quad (143)$$

Отметим, что эту формулу с учётом выражения (17) можно переписать в виде

$$\frac{k_{m,0}}{2\rho} \frac{d(\rho^2 \mathbf{u}^2)}{dt} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}. \quad (144)$$

Подставив (140) в (143), получаем закон Джоуля – Ленца [28, с. 185] в форме

$$w = \frac{1}{\sigma_{\text{эл}}} \mathbf{j}^2$$

или в форме

$$w = \sigma_{\text{эл}} \mathbf{E}^2.$$

Таким образом, в эфирной трактовке закон Джоуля – Ленца также является логическим следствием уравнения движения и

уравнения состояния эфира, то есть следствием второго закона Ньютона. Экспериментальное подтверждение этого закона служит ещё одним подтверждением теории эфира.

12.4. Влияние распределения скорости эфира внутри провода на создаваемое в нём магнитное поле и плотность электрического тока

Рассмотрим цилиндрический провод с радиусом поперечного сечения R_0 . Введём цилиндрическую систему координат (R, φ, z) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_R, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$ и осью z , направленной вдоль оси провода.

Покажем, что при скорости эфира, направленной вдоль z , в зависимости от её распределения внутри провода $0 \leq R \leq R_0$, можно получить разные направления магнитного поля, плотности электрического тока и разные знаки полного тока.

Рассмотрим случай $\rho = \rho_0 = const, \mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z$. Уравнение неразрывности эфира выполнено для таких функций при $q = 0$. Уравнение движения эфира можно обратить в тождество за счёт выбора соответствующей внешней силы \mathbf{F} .

Магнитное и электрическое поля, плотность тока и полный ток вычисляются с помощью формул (20), (21), (34)

$$\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{u}), \quad \mathbf{E} = (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}),$$

$$\mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{1}{4\pi c} \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}), \quad I_{\text{total}} = \int_S \mathbf{j}_{\text{total}} d\mathbf{s},$$

где S – поперечное сечение провода, вектор $d\mathbf{s}$ направлен вдоль оси z .

В случае $\rho = \rho_0 = const, \mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z$ электрическое поле отсутствует $\mathbf{E} = 0$.

Если распределение скорости эфира в проводе имеет вид

$$\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z = u_0 \left(3 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right) \mathbf{i}_z,$$

то для $u_0 > 0$ магнитное поле однонаправлено с вектором \mathbf{i}_φ , плотность тока однонаправлена с вектором \mathbf{i}_z и полный ток в проводе положителен:

$$\mathbf{B} = \frac{2c\rho_0 u_0 R}{R_0^2} \mathbf{i}_\varphi,$$

$$\mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{3\rho_0 u_0^3 \left(3 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right)}{\pi R_0^2} \mathbf{i}_z, \quad I_{\text{total}} = 4\rho_0 u_0^3.$$

Отметим, что здесь нет противоречия с уравнением (127), так как в общем случае (127) может содержать внешний источник скорости, приводящий к различию между \mathbf{j} и $k_{m,0}\mathbf{u}$.

Для скорости эфира в проводе

$$\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z = \frac{u_0}{2 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2} \mathbf{i}_z$$

при $u_0 > 0$ магнитное поле и плотность тока направлены против \mathbf{i}_φ и \mathbf{i}_z соответственно и полный ток отрицателен:

$$\mathbf{B} = - \frac{2c\rho_0 u_0 R}{R_0^2 \left(2 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right)^2} \mathbf{i}_\varphi,$$

$$\mathbf{j}_{\text{total}} = -\frac{3\rho_0 u_0^3 \left(\frac{2}{3} + \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right)}{\pi R_0^2 \left(2 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right)^5} \mathbf{i}_z, \quad I_{\text{total}} = -\rho_0 u_0^3.$$

То есть $\mathbf{j}_{\text{total}}$ и I_{total} текут против скорости течения эфира.
При

$$\mathbf{u} = u_z(R) \mathbf{i}_z = u_0 \exp\left(-\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right) \mathbf{i}_z$$

для $u_0 > 0$ магнитное поле сонаправлено \mathbf{i}_φ , плотность тока в зависимости от R имеет разные направления относительно \mathbf{i}_z , но полный ток положителен:

$$\mathbf{B} = \frac{4c\rho_0 u_0 R^3}{R_0^4} \exp\left(-\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right) \mathbf{i}_\varphi,$$

$$\mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{4}{\pi R_0^2} \rho_0 u_0^3 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \left(1 - 3\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right) \exp\left(-3\left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right) \mathbf{i}_z,$$

$$I_{\text{total}} = 2e^{-3} \rho_0 u_0^3.$$

Данные примеры показывают, что в зависимости от распределения скорости течения эфира внутри провода получаются разные направления магнитного поля, плотности тока и знаки полного тока. При этом, как уже отмечалось, нигде не использовались сведения о заряженных частицах. Поэтому в основе проводимости, сверхпроводимости, диэлектрических и магнитных свойств проводов лежит распределение течения эфира в них, а не перемещение заряженных частиц. Характер течения эфира внутри провода определяется его внутренней структурой.

Ещё один пример распределения скорости эфира, плотности тока и магнитного поля в проводе рассмотрен в п. 23.2.3.

12.5. Сверхпроводимость

В п. 12.1 показано, что электрический ток в проводниках можно трактовать как сильно завихренный в смысле (125) поток эфира (сплошной среды). При этом наличие заряженных частиц в проводнике не обязательно. Если свободные заряженные частицы присутствуют в проводнике, то их движение определяется взаимодействием с потоком эфира и в этом смысле является вторичным эффектом.

В физике до сих пор отсутствует исчерпывающее объяснение причин возникновения сверхпроводимости, особенно высокотемпературной, которое удовлетворяло бы данным всех имеющихся экспериментов (см., например: [70; 27, с. 469]).

Эфирная интерпретация электрического тока в проводниках позволяет дать общее относительно простое толкование эффекта сверхпроводимости: специальная структура сверхпроводника при снижении температуры слабо препятствует или даже поддерживает движение эфира вдоль проводника. В результате эфир начинает циркулировать по сверхпроводнику практически без потерь.

Рассмотрим кратко эфирную интерпретацию модели сверхпроводимости, предложенной В.А. Чижовым в книгах [70; 116] и развитой в совместных с авторами книги работах [117–119]. Модель основана на гипотезе о процессах, возникающих на идеальном дефекте кристаллической решётки, называемой двойниковой границей (МСП-ДГ). Эта модель объясняет все виды сверхпроводимости захватом электронов каналами проводимости (ДГ), направленными вне проводника, выбросом электронов на поверхность проводника с образованием приповерхностных вихревых токов и магнитного поля. С помощью МСП-ДГ уда-

ётся объяснить относительно новые эксперименты по сверхпроводимости 1993–2016 годов, а также определить направление создания сверхпроводящих материалов с более эффективными характеристиками.

К наиболее ярким опытным фактам, наблюдаемым при сверхпроводимости, относятся (см., например: [28, с. 320; 70]): выталкивание магнитного поля из сверхпроводника 1-го рода на поверхность при снижении температуры (эффект Мейснера – Оксенфельда); увеличение количества доменов с кольцевыми электрическими токами на поверхности сверхпроводника с уменьшением температуры; вихри Абрикосова.

Домены в сверхпроводниках аналогичны доменам в ферромагнетике [28, с. 325]. Поток эфира, возникающий в домене ферромагнетика, рассмотрен в п. 19.1. Показано, что вокруг домена возникает вихревое движение эфира.

В соответствии с МСП-ДГ, домены появляются на дефектах кристаллической решётки. В эфирной трактовке электрический ток в домене обусловлен потоком эфира, а движение в домене электронов (при их наличии) является вторичным эффектом.

Нормальная к поверхности сверхпроводника компонента вектора магнитной индукции **B** должна быть близка к нулю, так как внутри проводника в сверхпроводящем состоянии магнитное поле отсутствует, а на разрыве нормальные компоненты **B** непрерывны. Поэтому в доменах оси кольцевых токов, вдоль которых направлено магнитное поле, должны быть ориентированы в режиме сверхпроводимости вдоль поверхности сверхпроводника.

Таким образом, в состоянии сверхпроводимости домены создают завихренный слой эфира около поверхности проводника. Такой слой облегчает течение индукционного тока за счёт изоляции его от поверхности сверхпроводника, неровности которой мешают течению эфира. На практике с целью дальнейшего улучшения сверхпроводимости проводник покрывают плёнкой, которая приводит к дополнительной изоляции потока эфира, в том

числе от окружающей среды. Усилить течение эфира в ДГ и домене можно пытаться за счёт использования элементов с сильно различающейся электроотрицательностью, п. 21.15.

Повышение температуры проводника нарушает течение эфира в доменах и переводит проводник в нормальную фазу проводимости.

Уравнения движения эфира (4)–(6) или (22), (23) дают эффективный математический аппарат для детального количественного анализа эффектов сверхпроводимости и разработки новых материалов с более высокой температурой перехода в сверхпроводящее состояние и увеличенным ресурсом работы.

В заключение отметим, что со сверхпроводимостью тесно связана сверхтекучесть, проявляющаяся в отсутствие у гелия вязкости при определённой температуре (см. [27, с. 469]).

13. Силовое воздействие эфира на объект, вызванное наличием градиента давления

Рассмотрим общий случай движения произвольного объекта в эфире. Объект может быть твёрдым, жидким, газообразным или плазменным. Важно, чтобы он некоторым образом выделялся в окружающем его эфире.

На несимметричный объект, помещённый в стационарный поток, действует момент сил, который поворачивает объект, пока момент сил не обратится в ноль и течение вновь не станет стационарным (см., например: [26, с. 522]). Будем изучать поведение объекта в установившемся состоянии в стационарном потоке, когда частные производные по времени равны нулю.

Выберем систему координат, в которой объект неподвижен, а эфир движется со скоростью \mathbf{u} . Внутреннее напряжение эфира будем описывать давлением p (см. с. 25).

В эфире на объект могут воздействовать, по крайней мере, два типа сил: обусловленные сохранением вихревого импульса и

наличием градиента давления. Силы, связанные с вихревым импульсом (например, действующие со стороны магнитного поля на проводник с током) изучены в п. 11, 12.1. Эти силы могут иметь место и при $\nabla p = 0$ (см. с. 158). Здесь рассмотрим силы, вызванные градиентом давления. В общем случае такие силы могут возникать как в отсутствие, так и при наличии вихрей. При наличии вихрей, согласно формуле (20), может наблюдаться магнитное поле.

Главный вектор силы давления \mathbf{R} среды на объект в двумерном случае подробно изучен аналитически, например, в [9, с. 81, 177]. Трёхмерные задачи обычно требуют численного решения из-за сложного движения среды вокруг объекта.

Рассмотрим силу \mathbf{R} в трёхмерном случае для объекта произвольной формы. Пусть V – некоторый объём, охватывающий объект. Обозначим поверхность этого объёма буквой S . Сила \mathbf{R} определяется поверхностным интегралом второго рода от давления p

$$\mathbf{R} = - \oiint_S p \mathbf{n} ds, \quad (145)$$

где p – давление эфира, \mathbf{n} – вектор единичной нормали к поверхности S , направленный вне объёма V .

С помощью теоремы о градиенте [51, п. 5.6.1; 55, формула (27)] силу \mathbf{R} можно записать через объёмный интеграл

$$\mathbf{R} = - \iiint_V \nabla p d\tau. \quad (146)$$

Для установившегося движения эфира (частные производные по времени обращаются в ноль) уравнение движения (23) с учётом формулы (21) имеет вид

$$\frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{2} \nabla(\rho_m \mathbf{u})^2 - \rho_m \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \right) = \mathbf{F} - \nabla p$$

или

$$|\mathbf{u}| \nabla(\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = \mathbf{F} - \nabla p. \quad (147)$$

Подставляя (147) в (146), находим

$$\mathbf{R} = \iiint_V (|\mathbf{u}| \nabla(\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) - \mathbf{F}) dt. \quad (148)$$

Сила давления эфира \mathbf{R} принципиально отличается от обобщённой силы Жуковского (120) тем, что в (148) фигурирует одна и та же скорость \mathbf{u} , а в (120) входит ещё мгновенно созданная скорость \mathbf{V} .

Отметим, что если \mathbf{F} зависит от $|\mathbf{u}|$: $\mathbf{F} = \mathbf{F}(t, \mathbf{r}, |\mathbf{u}|)$, то формула (148) не меняется при замене \mathbf{u} на $-\mathbf{u}$. То есть не меняется величина и направление силы \mathbf{R} .

В п. 2 из уравнения движения получено следующее общее эфирное представление (25) для электрического и магнитного полей

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = |\mathbf{u}| \nabla(\rho |\mathbf{u}|), \quad (149)$$

которое справедливо и для нестационарных процессов, и при наличии в уравнении движения внешних сил. Представление (149) также следует из определений \mathbf{E} и \mathbf{B} . Здесь ρ – плотность эфира в электромагнитных единицах (см. п. 1.1 и 20.1). Левая часть (149) есть поле силы Лоренца (25).

Учитывая соотношение (149), приходим к ещё одному представлению формулы (147)

$$k_{m,0}\mathbf{E} = \mathbf{F} - \nabla p \quad (150)$$

и силы (148)

$$\mathbf{R} = k_{m,0} \iiint_V (\mathbf{E} - \mathbf{F}) dt, \quad (151)$$

где $k_{m,0}$ – коэффициент перевода электромагнитных единиц измерения плотности эфира в механические (см. п. 1.1 и 20.1). Выражение (150) можно получить и из формулы (24).

Отсюда видно, что при $\mathbf{F} = 0$ сила \mathbf{R} , вызванная градиентом давления эфира, обусловлена только наличием электрического поля.

14. Эфирный аналог теоремы Бернулли

Отличие механики эфира от механики жидкости и газа состоит в том, что плотность ρ входит в уравнение эфира (5) под знаком полной производной по времени, а не перед ним.

Будем действовать по аналогии с [9, с. 91]. Рассмотрим установившееся движение эфира (частные производные по времени равны нулю) в поле потенциальных сил $\mathbf{F} = -\nabla\Pi$, где Π – потенциал объёмной плотности силы \mathbf{F} . Уравнение движения (23) в этом случае принимает вид

$$\frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{2} \nabla(\rho_m \mathbf{u})^2 - \rho_m \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \right) = -\nabla\Pi - \nabla p. \quad (152)$$

Умножим (152) скалярно на $\rho_m \mathbf{u}$. Получим

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \frac{(\rho_m \mathbf{u})^2}{2} = -\rho_m \mathbf{u} \cdot \nabla (\Pi + p),$$

$$\mathbf{u} \cdot \left(\nabla \frac{(\rho_m \mathbf{u})^2}{2} + \rho_m \nabla (p + \Pi) \right) = 0.$$

Пусть движение баротропно, то есть существует функция потенциалов

$$\int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_m (p + \Pi) dp.$$

В этом случае

$$\nabla \int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_m (p + \Pi) d(p + \Pi) = \rho_m \nabla (p + \Pi)$$

и

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \left(\frac{(\rho_m \mathbf{u})^2}{2} + \int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_m (p + \Pi) d(p + \Pi) \right) = 0.$$

Данное выражение является производной вдоль кривой $\mathbf{r}(t)$: $d\mathbf{r}(t)/dt = \mathbf{u}$, которая представляет собой линию тока. Таким образом, на линии тока выполняется эфирный аналог теоремы Бернулли

$$\frac{(\rho_m \mathbf{u})^2}{2} + \int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_m (p + \Pi) d(p + \Pi) = const \equiv C(\mathbf{r}(t)). \quad (153)$$

Умножением уравнения (152) скалярно на $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$ аналогично получаем постоянство выражения (153) вдоль любой вихревой линии, так как в этом случае возникает производная вдоль вихревой линии.

Уравнение (153) является следствием уравнения движения эфира (5). Поэтому рассмотрение (153) вместо уравнения состояния (15) нецелесообразно, так как это не добавит в задачу новой информации. Кроме того, уравнение состояния (15) выполнено в любой точке среды, а интеграл Бернулли (153) в общем случае сохраняется только вдоль траектории.

При $\rho_m = const$ эфирный интеграл Бернулли (153) принимает более простой вид

$$\frac{\rho_m \mathbf{u}^2}{2} + p + \Pi = C_1(\mathbf{r}(t)).$$

Вычитая из этого выражения уравнение состояния эфира (15), получаем сохранение на траектории при установившемся движении эфирного аналога кинетической энергии

$$\rho_m \mathbf{u}^2 = 2C_2(\mathbf{r}(t)).$$

Для разных траекторий значение C_2 может быть различным.

15. Классификация установившихся потоков эфира

Проведём классификацию потоков эфира на основе эфирных представлений для электрического, магнитного полей и поля силы Лоренца. Формула для поля силы Лоренца (25) позволяет разделить потоки эфира (не обязательно установившиеся) на три типа: электрический $\mathbf{u} \times \mathbf{V}/c = 0$, гравитационный $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{V}/c = 0$ и магнитный $\mathbf{E} = 0$. Далее, опираясь на классификацию

потоков, рассмотрим установившееся движение объекта в заданном потоке эфира и изучим взаимодействие объектов.

В данном пункте предполагается отсутствие источников и внешних сил: $q = 0$ и $\mathbf{F} = 0$. Внутреннее напряжение эфира характеризуется давлением p (см. с. 25).

Отметим, что ненулевые q и \mathbf{F} могут принципиально изменить свойства потока эфира.

15.1. Электрический поток эфира

Рассмотрим случай, когда магнитная компонента поля силы Лоренца мала $\mathbf{u} \times \mathbf{B}/c \approx 0$. Такой поток эфира будем называть электрическим. При установившемся течении в отсутствие внешних источников и сил плотность и скорость этого потока должны удовлетворять уравнению неразрывности (22), уравнению движения (23) и условию отсутствия магнитной компоненты поля силы Лоренца

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = -\nabla p \\ \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_m |\mathbf{u}|) = -\nabla p. \\ \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \end{cases} \quad (154)$$

Изучим электрический поток эфира, имеющий геометрию, близкую к сферической.

Одним из простейших решений первого и третьего уравнений в сферической системе координат (r, θ, φ) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi$ является вектор $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi$, такой, что

$$\rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) = \frac{C_1}{r \sin \theta},$$

где C_1 – произвольная константа, то есть поток эфира, двигающийся только в азимутальном направлении.

Данный электрический поток эфира исследуется здесь лишь в качестве иллюстрации. У первого и третьего уравнений есть и другие решения, например, с ненулевой радиальной компонентой вектора $\rho_m \mathbf{u}$.

Также важно иметь в виду, что электрический поток эфира от макроскопического объекта может определяться совокупностью потоков от множества составляющих его более мелких объектов. Отметим ещё, что при непрерывном обтекании объекта потоком слабосжимаемой среды не происходит заметного увлечения объекта в направлении движения потока из-за парадокса Даламбера [26, п. 100; 15, с. 172, 303].

На данном решении имеем для градиента давления

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{\rho_m r^3 \sin^2 \theta} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2 \cos \theta}{\rho_m r^3 \sin^3 \theta} \mathbf{i}_\theta.$$

Для определения ρ_m и \mathbf{u} по отдельности привлечём уравнение состояния (15) при $\Pi = 0$

$$-\nabla p = \nabla(\rho_m u^2) = |\mathbf{u}| \nabla(\rho_m |\mathbf{u}|) + \rho_m |\mathbf{u}| \nabla |\mathbf{u}|,$$

которое с учётом второго уравнения системы (154) даёт

$$\rho_m |\mathbf{u}| \nabla |\mathbf{u}| = 0.$$

Это уравнение означает отсутствие градиента скорости в электрическом потоке эфира вида $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi$.

Таким образом,

$$|\mathbf{u}| = |C_2|, \quad u_\varphi = C_2,$$

где C_2 – произвольная константа.

Тогда

$$\rho_m = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{|C_1|}{|C_2|}.$$

Величина $|u_\varphi|$ в отсутствие внешних сил и разрывов ограничена условием $|u_\varphi| \leq c$, где c – скорость света (скорость свободного распространения возмущений в эфире).

Из второго уравнения в (154) с учётом (150) получаем для электростатического поля

$$\begin{aligned} k_{m,0} \mathbf{E} = -\nabla p &= |\mathbf{u}| \nabla (\rho_m |\mathbf{u}|) = \\ &= -\frac{|C_1 C_2|}{r^2 \sin \theta} \mathbf{i}_r - \frac{|C_1 C_2| \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \mathbf{i}_\theta. \end{aligned} \quad (155)$$

Рассмотрим электрический поток эфира, имеющий геометрию, близкую к цилиндрической. Одним из простейших решений уравнений (154), (15) в цилиндрической системе координат (r, φ, z) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$ является

$$\mathbf{u} = u_\varphi \mathbf{i}_\varphi, \quad u_\varphi = C_2, \quad \rho_m = \frac{|C_1|}{|C_2|} \frac{1}{r}.$$

При этом

$$k_{m,0}\mathbf{E} = -\frac{|C_1 C_2|}{r^2} \mathbf{i}_r.$$

В декартовой системе координат (x, y, z) постоянному электрическому полю $\mathbf{E} = E_0 \mathbf{i}_x$ с источником $\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = C_2$ в первом уравнении системы (154), (15) соответствует поток эфира $\rho_m \mathbf{u}$:

$$\mathbf{u} = u_x \mathbf{i}_x, \quad u_x = \frac{k_{m,0} E_0}{C_2}, \quad \rho_m = \frac{C_2^2 x + C_1}{k_{m,0} E_0}.$$

Согласно формуле (74), давление эфира электростатического поля отличается от электрического потенциала только постоянным множителем. Поэтому нахождение давления эфира в этом случае сводится к решению задачи электростатики. Методы решения таких задач хорошо разработаны [62, гл. IV; 115, гл. IV; 34, п. 24, 26; 28, п. 19; 36, с. 353–356].

15.2. Гравитационный поток эфира

В этом разделе обсудим явления, связанные с гравитацией в эфире.

Пусть поле силы Лоренца (25) мало

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c = |\mathbf{u}| \nabla(\rho|\mathbf{u}|) \approx 0. \quad (156)$$

Такой поток эфира будем называть гравитационным, а возникающие в нём явления – эфирной гравитацией или кратко – гравитацией.

В пользу адекватности предположения (156) о равенстве нулю поля силы Лоренца в гравитационном потоке эфира свидетельствует отсутствие крайне быстрой потери заряда Землёй [28, с. 83], а также сравнение теории и опыта в конце п. 22.2.

Из (156) видно, что гравитационному течению эфира соответствует течение с малым градиентом величины плотности потока: $\rho|\mathbf{u}| \approx const$.

Рассмотрим движение с установившимися плотностью и скоростью, то есть когда их частные производные по времени обращаются в ноль, в том числе

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = 0. \quad (157)$$

В отсутствие внешних источников и сил данные плотность и скорость должны удовлетворять уравнению неразрывности, уравнению движения и условию отсутствия поля силы Лоренца:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = -\nabla p \\ \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{k_{m,0}} |\mathbf{u}| \nabla (\rho_m |\mathbf{u}|) = 0 \end{array} \right. \quad (158)$$

Как и выше, изучим сначала поведение плотности и скорости в случае, когда геометрия потока эфира близка к сферической. Для этого удобно перейти к сферической системе координат (r, θ, φ) с центром в некоторой точке B и единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi$.

Одним из решений первого и третьего уравнений является вектор $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi$, такой, что

$$\rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) = C_1, \quad (159)$$

где C_1 – произвольная константа. Такой поток эфира движется только в азимутальном направлении.

Отметим, что в данном случае поле силы Лоренца (156) обращается в ноль за счёт суммы его электрической и магнитной компонент, так как на рассматриваемом решении, согласно (150),

$$\begin{aligned}
 k_{m,0} \mathbf{E} &= -\nabla p = -\mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = \\
 &= -\frac{C_1^2}{\rho_m r} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2 \cos \theta}{\rho_m r \sin \theta} \mathbf{i}_\theta; \\
 k_{m,0} \mathbf{B} &= c \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = c \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{C_1}{\rho_m r} \mathbf{i}_r - c \frac{C_1}{\rho_m r} \mathbf{i}_\theta, \\
 k_{m,0} \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} &= \frac{C_1^2}{\rho_m r} \mathbf{i}_r + \frac{C_1^2 \cos \theta}{\rho_m r \sin \theta} \mathbf{i}_\theta.
 \end{aligned}$$

Для градиента давления имеем

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{\rho_m r} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2 \cos \theta}{\rho_m r \sin \theta} \mathbf{i}_\theta. \quad (160)$$

Уравнения (158) не позволяют найти ρ_m отдельно, так как в них входит произведение $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_\varphi(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi$. Сильный произвол в выборе ρ_m устраняется с помощью уравнения состояния (15), которое с учётом (159) даёт

$$-\nabla p = \nabla(\rho_m \mathbf{u}^2) = C_1^2 \nabla \frac{1}{\rho_m} = -\frac{C_1^2}{\rho_m^2} \nabla \rho_m.$$

Из этого уравнения и уравнения (160) получаем

$$\frac{1}{r} \rho_m \mathbf{i}_r + \frac{1}{r} \rho_m \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \mathbf{i}_\theta = \frac{\partial \rho_m}{\partial r} \mathbf{i}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_m}{\partial \theta} \mathbf{i}_\theta,$$

$$\rho_m = |C_2| r \sin \theta. \quad (161)$$

Тогда

$$u_\varphi = \frac{C_1}{\rho_m} = \frac{C_1}{|C_2|} \frac{1}{r \sin \theta}.$$

Итак,

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{|C_2|} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2}{|C_2|} \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \mathbf{i}_\theta.$$

Поведение ∇p как $1/r^2$ приводит к закону всемирного тяготения (см. п. 17.2). Подчеркнём, что зависимость вида $1/r^2$ получилась в результате применения уравнения состояния (15). Использование в (15) множителя $1/2$ перед $\rho \mathbf{u}^2$ (как в формуле для кинетической энергии материальной точки) дало бы радиальную зависимость вида $1/r^{3/2}$.

Также отметим, что равенство

$$-\nabla p = \nabla(\rho_m \mathbf{u}^2) = C_1 \nabla |u_\varphi|$$

позволяет связать возникновение сферического гравитационного потока эфира с наличием градиента азимутальной скорости.

При добавлении к системе (158) условия $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0$ не удалось найти нетривиальных решений для ρ_m и \mathbf{u} в сферической системе координат. Поэтому можно предположить, что сферический гравитационный поток эфира должен быть тесно связан с наличием завихренности $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \neq 0$, то есть с наличием пусть и малого, но ненулевого магнитного поля $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$.

Одно из простейших решений уравнений (158), (15) в цилиндрической системе координат есть

$$\mathbf{u} = \frac{C_1}{|C_2|} \frac{1}{r} \mathbf{i}_\varphi, \quad \rho_m = |C_2| r.$$

При этом

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{|C_2|} \frac{1}{r^2} \mathbf{i}_r.$$

Интересно отметить, что гравитационное течение эфира возникает при $\nabla \rho \approx 0$ в сверхпроводящей $\sigma_{\text{эл}} \rightarrow \infty$ среде с установившимся течением, неизотропным в одном направлении l , так как, согласно (139), в этом случае

$$\begin{aligned} |\mathbf{u}| \nabla(\rho |\mathbf{u}|) &= \frac{1}{\rho} \rho |\mathbf{u}| \nabla(\rho |\mathbf{u}|) = \frac{1}{2\rho} \nabla(\rho |\mathbf{u}|)^2 = \\ &= \frac{1}{2\rho} (\rho |\mathbf{u}|^2 \nabla \rho + \rho \nabla(\rho |\mathbf{u}|^2)) \approx \frac{1}{2} \nabla(\rho |\mathbf{u}|^2) = \\ &= \frac{1}{2} \nabla(\sqrt{\rho} |\mathbf{u}|)^2 = \sqrt{\rho} |\mathbf{u}| \nabla(\sqrt{\rho} |\mathbf{u}|) \approx \sqrt{\rho} |\mathbf{u}| \frac{d\sqrt{\rho} |\mathbf{u}|}{dl} = \\ &= \frac{\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{k_{m,0}} \frac{d\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{dl} = \frac{\sqrt{\rho_m} |\mathbf{u}|}{k_{m,0}} \frac{k_{m,0}^2}{2\sigma_{\text{эл}} \sqrt{\rho_m}} = \frac{|\mathbf{u}| k_{m,0}}{2\sigma_{\text{эл}}} \rightarrow 0. \end{aligned}$$

15.3. Магнитный поток эфира

Рассмотрим случай, когда электрическое поле мало $\mathbf{E} \approx 0$, но магнитная компонента $\mathbf{u} \times \mathbf{B}/c = \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho \mathbf{u})$ поля силы Лоренца не является малой. Такой поток эфира будем называть магнитным. Отличие от гравитационного потока состоит в том, что здесь поле силы Лоренца (149) не нулевое. При установившемся

течении в отсутствие внешних источников и сил плотность и скорость магнитного потока должны удовлетворять уравнению неразрывности, уравнению движения в форме (150) и условию отсутствия электрического поля

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla p = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla(\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \end{cases}$$

или с учётом уравнения состояния (15)

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla(\rho_m \mathbf{u}^2) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla(\rho_m |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \end{cases} \quad (162)$$

Второе уравнение даёт

$$\rho_m \mathbf{u}^2 = |C_1|.$$

Подставляя это выражение в третье уравнение системы (162), находим

$$|\mathbf{u}| \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{u}|} \right) - \mathbf{u} \times \nabla \times \left(\frac{\mathbf{u}}{\mathbf{u}^2} \right) = 0.$$

Одним из простейших решений данного уравнения в сферической системе координат является вектор

$$\mathbf{u} = u_r(\theta) \mathbf{i}_r,$$

где $u_r(\theta)$ – произвольная функция. В этом случае

$$\rho_m = \frac{|C_1|}{u_r^2(\theta)},$$

а первое уравнение из системы (162) выполнено приближённо для больших радиусов

$$\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = \frac{2|C_1|}{ru_r(\theta)}.$$

Данному потоку эфира соответствует магнитное поле, имеющее только азимутальную компоненту

$$k_{m,0} \mathbf{B} = |C_1| \frac{c}{ru_r^2(\theta)} \frac{du_r(\theta)}{d\theta} \mathbf{i}_\varphi.$$

Одно из простейших решений системы (162) в цилиндрической системе координат есть

$$\mathbf{u} = u_z(r, \varphi) \mathbf{i}_z, \quad \rho_m = \frac{|C_1|}{u_z^2(r, \varphi)}.$$

При этом

$$k_{m,0} \mathbf{B} = \frac{c|C_1|}{ru_z^2(r, \varphi)} \frac{\partial u_z(r, \varphi)}{\partial \varphi} \mathbf{i}_r + \frac{c|C_1|}{u_z^2(r, \varphi)} \frac{\partial u_z(r, \varphi)}{\partial r} \mathbf{i}_\varphi.$$

В декартовой системе координат (x, y, z) постоянному магнитному полю $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_y$, согласно системе (162), соответствует, например, поток эфира $\rho_m \mathbf{u}$:

$$\mathbf{u} = u_x \mathbf{i}_x + u_y \mathbf{i}_y,$$

$$u_x = \frac{zk_{m,0}B_0/c}{\rho_m}, \quad u_y = \frac{C_2}{\rho_m}, \quad \rho_m = \frac{z^2(k_{m,0}B_0/c)^2 + C_2^2}{|C_1|},$$

где C_2 – произвольная константа.

16. Силовое воздействие потока эфира на объект

В данном разделе рассмотрим применение эфирной трактовки силовых воздействий для объяснения движения разноимённо заряженных объектов в противоположных направлениях в электрическом поле, для объяснения их вращения в разные стороны в магнитном поле, а также для выяснения причин гравитации. Методология механики сплошной среды позволяет дать естественную и наглядную интерпретацию этим явлениям.

В механике сплошной среды известны следующие эффекты, которые могут приводить к движению объектов или частиц в разные стороны в одном и том же потоке:

1. Обобщённая сила Жуковского – воздействие среды на разрывное или завихренное течение с силами, рассмотренными в п. 11 и 13. Подчеркнём, что обобщённая сила Жуковского может возникать и без наличия градиента давления (с. 158). Классическая подъёмная сила Жуковского, в том числе приводящая к эффекту Магнуса, является частным случаем обобщённой силы Жуковского.
2. Движение галсами (лабирингирование) (см., например: [65]).
3. Колебания объектов в определённой фазе [11, 12].
4. Поведение источников и/или стоков.
5. Реактивное движение.

Обобщённая сила Жуковского представляется широко распространённым в природе естественным эффектом, причём имеющим место и в несжимаемой среде. Поэтому построение теории воздействия эфира на объекты здесь и в п. 17 будет основано

на рассмотрении обобщённой силы Жуковского как основной. При этом следует помнить, что в общем случае движение объекта может определяться всей совокупностью эффектов 1–5. Кроме того, ситуация может осложняться частичной проницаемостью объекта для потока эфира, а также наличием источников, стоков и внешних сил.

Известно, что обтекание несимметричных или вращающихся объектов может сопровождаться образованием разрывов, вихрей и пограничного слоя (см., например: [8, п. 107 и 93; 26, п. 104–105]). При наличии таких явлений со стороны потока на объект может начать действовать сила Жуковского (подъёмная сила) (см., например: [26, п. 103–104; 14, п. 8, 28; 9, п. 50; ru.wikipedia.org; en.wikipedia.org]). Для вращающегося объекта сила Жуковского приводит к возникновению так называемого эффекта Магнуса [26, п. 105; 9, с. 177], при котором этот объект в набегающем потоке отклоняется в ту или иную сторону.

Подчеркнём, что сила Жуковского действует и в несжимаемой среде. Причём это не противоречит парадоксу Даламбера, согласно которому только при установившемся *безотрывном* обтекании [15, с. 172] объекта сила, действующая на него со стороны несжимаемой жидкости, равна нулю [15, с. 303].

Предположим, что около или внутри объекта образовалось установившееся течение с пограничным слоем, содержащим разрывы или вихри. Форма этого слоя определяется геометрией, внутренней структурой и другими свойствами объекта.

Изучим случай, когда силу F_{obj} воздействия эфира на объект можно представить в виде суммы силы F_V , возникающей в результате сохранения вихревого импульса (см. п. 11), и силы R , вызванной наличием градиента давления (см. п. 13),

$$F_{obj} = F_V + R. \quad (163)$$

Сила \mathbf{F}_{obj} обусловлена разрывным и/или вихревым течением эфира. Поэтому будем называть её, как и \mathbf{F}_V , обобщённой силой Жуковского или кратко силой Жуковского.

Силы \mathbf{F}_V и \mathbf{R} вычисляются с помощью объёмных интегралов (120) и (146). По аналогии с [8, п. 107 и 93; 26, п. 104–105] для вычисления силы \mathbf{F}_{obj} возьмём в качестве области интегрирования область V , охватывающую объект и имеющую границу, совпадающую с внешней границей пограничного слоя.

С учётом уравнения состояния (15) в отсутствие внешних сил имеем

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \mathbf{R} + \mathbf{F}_V = \iiint_V \nabla(\rho_m \mathbf{u}^2) d\tau + \iiint_V \left(\mathbf{v} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) + \frac{1}{2} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{v}) \right) d\tau. \quad (164)$$

Далее рассмотрим силу \mathbf{F}_{obj} более подробно для конкретных случаев, позволяющих упростить выражение для \mathbf{F}_{obj} , сделать оценки и провести сопоставление с известными из эксперимента законами.

Отметим, что основной эффект появления силы \mathbf{F}_{obj} уже учтён предположением о наличии разрыва или вихревого пограничного слоя и общим видом формулы (164). Это позволяет сделать значительные упрощения в соответствующих подынтегральных выражениях при получении приближённых оценок без потери основных характеристик эффектов.

В общем случае для вычисления действующей на объект силы необходимо строить численное решение исходных уравнений эфира (4)–(6) для ρ_m и \mathbf{u} с учётом деталей структуры объекта. При этом, как уже отмечалось, силовые эффекты могут возникать и при отсутствии градиента давления эфира.

16.1. Воздействие на заряженный объект. Сила Лоренца

Пусть около покоящегося объекта имеется скорость \mathbf{u}_{obj} , связанная, например, с происходящими внутри него процессами. Сообщим эфиру около объекта в области V , фигурирующей в (164), безвихревую скорость \mathbf{V} : $\nabla \times \mathbf{V} \approx 0$. При $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$ сила \mathbf{F}_{obj} (164) содержит ещё один член. Этот случай рассмотрен в конце данного пункта.

Иными словами, пусть точки области V , содержащей объект, начинают мгновенно двигаться с дополнительной скоростью \mathbf{V} . Примем, что внутри пограничного слоя скорость и плотность эфира равны $\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}$ и ρ_{obj} .

Согласно формулам (20), (21), для магнитного и электрического полей в пограничном слое имеем

$$\begin{aligned}\mathbf{B}_{\text{obj}} &= c\nabla \times (\rho_{\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})), \\ \mathbf{E}_{\text{obj}} &= ((\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}) \cdot \nabla)(\rho_{\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})).\end{aligned}$$

Обозначим поля, соответствующие скорости эфира \mathbf{V} , как

$$\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{V}), \quad \mathbf{E} = (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{V}), \quad (165)$$

где ρ – плотность эфира в отсутствие объекта.

Сила \mathbf{F}_{obj} вычисляется с помощью формулы (164) по области V , содержащей пограничный слой, в котором эфир движется со скоростью $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}$ и имеет плотность $\rho_{m,\text{obj}}$,

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \mathbf{R} + \mathbf{F}_V = \iiint_V \left(\nabla (\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})^2) \right) + \quad (166)$$

$$\mathbf{V} \times \left(\nabla \times \left(\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}) \right) \right) d\tau = \\ \iiint_V k_{m,0} \left(\mathbf{E}_{\text{obj}} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\text{obj}} \right) d\tau.$$

Определение \mathbf{F}_{obj} требует знания плотности $\rho_{m,\text{obj}}$ и скорости $\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}$ эфира. В общем случае рассчитать их можно лишь численно. При этом необходимо знать структуру объекта.

С целью получения аналитической формулы выразим \mathbf{F}_{obj} через поля \mathbf{B} и \mathbf{E} , заданные формулами (165). Для этого представим в пограничном слое плотность силы, входящей в интеграл (166), следующим образом

$$\nabla \left(\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})^2 \right) + \mathbf{V} \times \left(\nabla \times \left(\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}) \right) \right) = \\ f(\rho_{m,\text{obj}}, \mathbf{u}_{\text{obj}}, \rho_m, \mathbf{V}) \left(\nabla(\rho_m \mathbf{V}^2) + \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{V})) \right),$$

где f – некоторая функция, смысл которой станет ясен ниже. Такое представление не ограничивает общность, так как при известных $\rho_{m,\text{obj}}$, \mathbf{u}_{obj} , ρ_m , \mathbf{V} функция f может быть вычислена именно по данной формуле.

В результате выражение (166) принимает вид

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \iiint_V \left(\nabla(\rho_m \mathbf{V}^2) + \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{V})) \right) f d\tau.$$

Применяя формулы (165), получаем

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = k_{m,0} \iiint_V \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) f d\tau.$$

Будем считать, что силовое поле $\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ слабо меняется внутри пограничного слоя так, что его можно вынести из-под знака интеграла

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} \approx k_{m,0} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \iiint_V f d\tau.$$

Для сопоставления с экспериментальными данными о силе Лоренца введём коэффициент

$$q_f \equiv k_{m,0} \iiint_V f(\rho_{m,\text{obj}}, \mathbf{u}_{\text{obj}}, \rho_m, \mathbf{V}) d\tau. \quad (167)$$

Этот коэффициент может быть положительным или отрицательным в зависимости от поведения функции f .

Приходим к выражению

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = q_f \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (168)$$

Формула (168) совпадает с известной из эксперимента формулой для силы Лоренца, которая действует на объект с зарядом q_f , движущийся в электрическом и магнитном полях со скоростью \mathbf{V} .

Таким образом, введённый коэффициент q_f имеет смысл заряда, рассматриваемого в физике. Сравнивая эфирные представления заряда (66) и (167), заключаем, что величина $k_{m,0}f$ должна быть приближённо равна объёмной плотности заряда σ .

Эфирная трактовка величины заряда q_f объекта возникла в процессе вывода силы \mathbf{F}_{obj} как некоторая особенность объекта, приводящая к образованию разрывного или вихревого пограничного слоя, характеризующегося наличием силы Лоренца. Такие

объекты можно разделить на два типа по направлению действия силы Лоренца (по знаку q_f). Приближённые оценки внешней границы пограничного слоя приведены в п. 22.1.

Эфирная интерпретация силы Лоренца показывает, что движение заряда со скоростью \mathbf{V} происходит не в пустоте, а в электрическом и магнитном полях, также связанных с \mathbf{V} по формулам (165).

При отрицательном q_f испускаемая объектом скорость \mathbf{u}_{obj} приводит к изменению направления силы, обусловленной течением эфира со скоростью \mathbf{V} , на противоположное.

Электрическая часть потока эфира $\mathbf{E} = (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{V})$ (см. (165)) воздействует на обладающий зарядом объект в направлении \mathbf{E} , а магнитная $\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{V})$ – в поперечном к движению объекта направлении. Выражение (150) позволяет заключить, что при $\Pi = 0$ воздействие \mathbf{E} на заряженный объект происходит в направлении, параллельном градиенту давления эфира.

Отсутствие лобового сопротивления потоку эфира при электромагнитном воздействии можно объяснить слабой сжимаемостью эфира, приводящей к так называемому парадоксу Даламбера (см., например: [26, п. 100; 15, с. 172, 303; 9]).

Полученная эфирная интерпретация силы Лоренца имеет ясный механический смысл обобщённой силы Жуковского (164) в отличие от обычно используемой трактовки силы Лоренца как релятивистского эффекта [32, т. 3, с. 72; 28, с. 16]. Основное отличие силы Лоренца (168) от силы Жуковского (164) состоит в том, что сила Лоренца учитывает течение эфира заряженного объекта и действует на объект, а сила Жуковского действует на элемент объёма эфира.

Пренебрежимо малое влияние \mathbf{E} и \mathbf{B} на незаряженный объект можно объяснить спецификой его устройства, при которой сообщение области вокруг объекта скорости \mathbf{V} не приводит к возникновению силы (168).

Рассмотрим случай $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$. Согласно (164), в интеграле (166) появляется дополнительный член

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \mathbf{R} + \mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \iiint_V \left(\nabla (\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})^2) + \mathbf{V} \times \left(\nabla \times (\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})) \right) + \frac{1}{2} \rho_m(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}) \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right) d\tau.$$

Представим в пограничном слое плотность силы, входящей в интеграл, следующим образом

$$\begin{aligned} & \nabla (\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})^2) + \mathbf{V} \times \left(\nabla \times (\rho_{m,\text{obj}}(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V})) \right) + \\ & \quad \frac{1}{2} \rho_m(\mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V}) \times (\nabla \times \mathbf{V}) = \\ & f(\rho_{m,\text{obj}}, \mathbf{u}_{\text{obj}}, \rho_m, \mathbf{V}) \left(\nabla(\rho_m \mathbf{V}^2) + \mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{V})) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2} \rho_m \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right). \end{aligned}$$

Действуя, как и выше, приходим к обобщённой силе Лоренца

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = q_f \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right).$$

Наличие дополнительного члена в силе Лоренца можно попытаться проверить экспериментально, если, например, заряженной частице придать скорость \mathbf{V} , имеющую большую величину ротора $\nabla \times \mathbf{V}$.

16.2. Сила эфирного гравитационного притяжения

Из эксперимента известно, что гравитация действует как на незаряженные, так и на заряженные объекты. В эфирной трактовке гравитация обусловлена образованием разрывного или вихревого пограничного слоя. Для объектов эфира, у которых такой слой не образуется, гравитация может отсутствовать.

Изучение деталей движения эфира в пограничном слое требует в общем случае численного решения исходных уравнений эфира (4)–(6). Здесь мы остановимся на упрощённой аналитической оценке гравитационной силы и её интерпретации с точки зрения механики сплошной среды.

Рассмотрим неподвижный объект b с характерным размером r_b , находящийся в гравитационном потоке эфира $\rho\mathbf{u}$: $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c = |\mathbf{u}| \nabla(\rho|\mathbf{u}|) \approx 0$ (см. п. 15.2).

Предположим, что около объекта в объёме V образуется пограничный вихревой слой и на объект действует сила \mathbf{F}_{obj} (163), обусловленная только градиентом давления $\mathbf{F}_{\text{obj}} = \mathbf{R}$.

Формула (148) для \mathbf{R} при $\mathbf{F} = 0$ и $|\mathbf{u}| \nabla(\rho|\mathbf{u}|) \approx 0$ принимает вид

$$\mathbf{R} = - \iiint_V (\mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) d\tau. \quad (169)$$

Рассмотрим сферический гравитационный поток эфира, найденный в п. 15.2. Константу C_2 в формуле (161) выберем так, чтобы плотность эфира ρ_m сравнивалась с невозмущённой плотностью эфира $\rho_{m,0}$ на некотором характерном расстоянии r_B при $\theta = \pi/2$

$$\rho_m = \rho_{m,0} \frac{r}{r_B} \sin \theta, \quad C_2 = \frac{\rho_{m,0}}{r_B}.$$

Подчеркнём ещё раз, что здесь рассматривается установившийся процесс. Изучение динамики образования данного распределения плотности и его устойчивости – отдельная задача, решение которой требует в общем случае проведения численных исследований.

Из (159) находим

$$u_\varphi = \frac{C_1}{C_2} \frac{1}{r \sin \theta}.$$

Константу C_1 определим из условия равенства u_φ некоторой характерной скорости $u_{0,\varphi}$ на расстоянии r_B при $\theta = \pi/2$:

$$u_\varphi = u_{0,\varphi} \frac{r_B}{r \sin \theta}, \quad C_1 = \rho_{m,0} u_{0,\varphi}.$$

Величина $|u_\varphi|$ в отсутствие внешних сил и разрывов ограничена условием $|u_{0,\varphi} r_B / (r \sin \theta)| \leq c$, где c – скорость света (скорость свободного распространения возмущений в эфире). Направление вращения потока эфира определяется знаком скорости $u_{0,\varphi}$. При $u_{0,\varphi} > 0$ вращение происходит в направлении вектора \mathbf{i}_φ . Величина скорости убывает при удалении от центра B .

Подставляя ρ_m (или u_φ) в (160), находим

$$-\nabla p = -\rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2 \sin \theta} \mathbf{i}_r - \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \mathbf{i}_\theta.$$

Особенность ∇p при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ связана со сферическим представлением потока эфира, которое используется лишь для получения приближённой оценки в виде аналитической фор-

мулы. Например, в гравитационном потоке эфира, близком к цилиндрическому, особенности отсутствуют (см. п. 15.2). Поэтому рассмотрим ∇p вдали от особенностей, а именно, вблизи экваториальной плоскости $\theta \approx \pi/2$:

$$-\nabla p = -\rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r. \quad (170)$$

При вычислении интеграла (169) в форме (146) необходимо учесть специфику поведения гравитационного потока эфира около объекта b (в объёме пограничного слоя V), приводящую к появлению силы. В общем случае требуется численное решение уравнений эфира с некоторыми условиями поведения эфира на границе и внутри объекта. В упрощённом анализе формулы (169) предположим, что характерная скорость эфира в пограничном слое $\tilde{u}_{0,\varphi}$ отличается от характерной скорости $u_{0,\varphi}$ потока эфира:

$$\tilde{u}_{0,\varphi}^2 \approx \frac{\lambda u_{0,\varphi}^2 r_B}{a_*}, \quad (171)$$

где λ – некоторый множитель, описывающий это отличие, a_* – внешняя граница пограничного слоя.

Экспериментальные сведения, крайне малый размер ньютонов (228) и незначительная вязкость эфира (п. 21.7) говорят о высокой проникающей способности гравитационного потока эфира, которая в классической физике называется принципом суперпозиции гравитационных полей (см., например: [26, с. 323]). Например, во многих гравитационных явлениях важен не размер объекта, а его масса. Кроме того, гравитация Земли определяется всей её массой, а не массой ближайшей к объекту отдельной части Земли. Видимо, именно высокой проникающей способностью гравитационного потока эфира объясняется сложность экспериментального изучения механизма гравитационных явлений.

В оценке \mathbf{R} учтём, что гравитационный поток эфира проникает в объект, то есть будем интегрировать по всему шару

$$\mathbf{R} = - \iiint_V \nabla p \, d\tau \approx - \iiint_V \rho_{m,0} \frac{\tilde{u}_{0,\varphi}^2 r_B^2}{r_B r^2} d\tau \mathbf{i}_r =$$

$$- \left(\frac{4\pi}{3} a_*^3 \rho_{m,0} \frac{r_B}{a_*} \right) \left(\frac{u_{0,\varphi}^2}{r_B/\lambda} \right) \frac{r_B^2}{r^2} \mathbf{i}_r. \quad (172)$$

Скобками выделены члены, имеющие размерность массы и ускорения.

Формула (172) показывает, что сила гравитации \mathbf{R} объекта в рассмотренном потоке эфира не зависит от направления вращения потока, определяемого знаком $u_{\varphi,0}$, и всегда направлена к центру B . Сила \mathbf{R} перпендикулярна скорости эфира, как и следовало ожидать для обусловленной вихрями силы Жуковского.

Введём обозначения

$$m_b \equiv \frac{4\pi}{3} \rho_{m,0} a_*^2 r_B, \quad g \equiv \frac{u_{0,\varphi}^2 r_B^2}{r_B/\lambda r^2}. \quad (173)$$

Тогда из (147) имеем

$$\mathbf{R} \approx -m_b g \mathbf{i}_r, \quad (174)$$

что совпадает с формулой для силы тяготения материальной точки гравитационной массы m_b , находящейся на расстоянии r от центра гравитационного поля B .

Величина g имеет размерность ускорения или силы на единицу массы. Поэтому её можно интерпретировать как силу, действующую на единичную массу. Данная интерпретация аналогична трактовке поля силы Лоренца $\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ в формуле (168) как силы, действующей на единичный заряд.

Гравитационная масса m_b введена здесь с помощью математической формулы. Физически эту формулу можно рассматривать как эфирную интерпретацию гравитационной массы объекта. Величина m_b в эфирном представлении определяется плотностью невозмущённого эфира $\rho_{m,0}$, характерными размерами пограничного слоя a_* и потока эфира r_B .

При заданной гравитационной массе объекта для a_* имеем

$$a_* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_b}{\rho_{m,0} r_B}}.$$

Из-за высокой проникающей способности гравитационного потока эфира пограничный слой может находиться как вне, так и внутри объекта. Приближённые количественные оценки для внешней границы гравитационного пограничного слоя a_* приведены в п. 22.2.

Вихревое движение эфира в объекте и его окрестности может возникать как в результате прохождения внешнего потока эфира через структурные элементы объекта, так и в результате потока эфира, вызванного движением самих структурных элементов.

Объекты близкой формы могут иметь существенно разную гравитационную массу. Поэтому завихренности, обуславливающие наличие пограничного слоя, видимо, зарождаются, главным образом, внутри объектов.

Свойство эфира препятствовать ускорению объектов заложено в исходном уравнении движения эфира (5), которое соответствует второму закону Ньютона (закону сохранения количества движения). С эфирной точки зрения инертную массу объекта, проявляющуюся при попытке изменения его скорости в отсутствие внешнего потока эфира, можно интерпретировать как

возникновение внутри объекта вихревого потока эфира, приводящего к появлению силы Жуковского. При этом вихри, как и в присутствии внешнего гравитационного потока эфира, определяются, в основном, внутренней структурой объекта. Данные соображения можно рассматривать как эфирную интерпретацию принципа эквивалентности гравитационной и инертной масс и принципа эквивалентности гравитационных сил и сил инерции, изложенных, например, в [26, с. 392, 399].

При большой скорости движения эфира $|u_{0,\varphi}|$ сила гравитации объекта, движущегося со значительно меньшей скоростью, определяется именно скоростью эфира $|u_{0,\varphi}|$, а не скоростью объекта. То есть в этом случае скоростью объекта в формулах (148), (169) можно пренебречь.

В формуле (169) фигурирует скорость эфира \mathbf{u} относительно объекта. При достижении объектом скорости потока эфира $u_{\varphi,0}\mathbf{i}_\varphi$ относительная скорость объекта становится равной нулю и сила Жуковского перестаёт действовать $\mathbf{R} = 0$. Далее объект, согласно первому закону Ньютона, начинает двигаться прямолинейно. При этом его скорость относительно потока эфира снова становится ненулевой, и вновь появляется сила Жуковского, заворачивающая траекторию. Возникает регулярный процесс, аналогичный процессу отрыва вихрей от задней кромки крыла (см., например: [26, с. 539]).

Отсутствие лобового сопротивления потоку эфира при гравитационном воздействии можно объяснить слабой сжимаемостью эфира, приводящей к так называемому парадоксу Даламбера (см., например: [26, п. 100; 15, с. 172, 303; 9]).

Точный расчёт силы гравитации требует вычисления интеграла (146) на основе решения исходных уравнений движения эфира (4)–(6) для изучаемой системы объектов с аккуратной постановкой граничных и начальных условий, учётом деталей внутренней структуры объектов. Однако оценка (172) уже позволяет сделать фундаментальные выводы.

Из формулы (172) следует, что если в эфире каким-то образом возник вращающийся поток с плотностью $\rho_m \approx \rho_{m,0} r/r_B$ и скоростью $\mathbf{u} \approx u_{0,\varphi} r_B \mathbf{i}_\varphi / r$, то все способные гравитировать объекты, то есть для которых образуется соответствующий вихревой пограничный слой (приводящий к появлению силы (172)), начинают, в зависимости от своей скорости, вращаться в этом потоке или двигаться к его центру. Такая картина соответствует многим астрономическим наблюдениям. Например, росту массы Земли [71]. Более подробно это явление рассмотрено в п. 25.

Оценка (172) приводит к ещё одному важному выводу: гравитационное взаимодействие объектов осуществляется на расстояниях порядка размеров их пограничных слоёв, которые могут значительно отличаться от размеров самих объектов как в меньшую, так и в большую сторону. Этим можно объяснить некоторые, на первый взгляд, парадоксальные астрономические явления [80].

Представляется интересным рассмотреть устойчивость движения планетарных и звёздных систем с учётом эфирных механизмов, в том числе объяснение сосредоточения планет и звёзд вблизи некоторой плоскости, а также закономерностей распределения планет по радиусу.

Формула (163) показывает единство происхождения электромагнитных и гравитационных сил как результата движения эфира. Исходя из этого, а также учитывая значительную скорость эфира около Земли (п. 22.2), естественно поставить задачу об изучении возможности создания технических устройств, преобразующих гравитационное движение эфира около Земли в электромагнитное с целью практического использования.

17. Взаимодействие объектов

В разделе изучаются эфирные механизмы электрического и гравитационного взаимодействия макроскопических объектов.

Эфирная природа возникновения заряда и массы частиц на атомарных масштабах расстояний здесь не рассматривается. Одной из моделей таких явлений посвящены работы [48, 49].

17.1. Закон Кулона для двух заряженных объектов

В п. 3 закон Кулона в виде формулы (68) получен исходя из электростатической теоремы Гаусса, которая следует из эфирных определений электрического поля \mathbf{E} (21) и плотности заряда σ (28). Здесь получим закон Кулона для двух объектов, обладающих зарядами q_1 и q_2 , и покажем его силовую природу.

Поместим объект с пробным зарядом q_2 на расстояние r от объекта с зарядом q_1 . Подставляя выражение (68) для q_1 в (168) при $\mathbf{V} = 0$, получаем силу, действующую на объект с зарядом q_2 со стороны поля \mathbf{E}_1 объекта с зарядом q_1

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{i}_{12},$$

где \mathbf{i}_{12} – единичный вектор, проведённый от объекта q_1 к объекту q_2 .

Поменяв заряды q_1 и q_2 ролями, аналогично находим

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{q_2 q_1}{r^2} \mathbf{i}_{21}.$$

Формулы для \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} можно записать в общепринятом для закона Кулона виде

$$\mathbf{F}_{ik} = \frac{q_i q_k}{r^2} \mathbf{i}_{ik}, \quad (175)$$

где \mathbf{F}_{ik} – сила, действующая со стороны объекта с зарядом q_i на объект с зарядом q_k , \mathbf{i}_{ik} – единичный вектор, проведённый от объекта q_i к объекту q_k , r – расстояние между ними.

Выбор конкретного представления для величины заряда может быть различным, так как в эксперименте измеряется сила относительно заряда, принятого за единицу (см., например: [28, с. 17]). Например, заряд q_2 можно измерять в долях заряда q_1 . Использование эфирных определений (20), (21) для магнитного и электрического полей приводит к представлению закона Кулона в системе единиц СГС.

В классической электростатике закон Кулона рассматривается как обобщение экспериментальных фактов. В эфирной интерпретации закон Кулона обусловлен появлением силы Жуковского в некотором потоке эфира, ассоциированном с заряженным объектом (см. п. 16.1).

17.2. Закон гравитационного тяготения

В п. 16.2 рассмотрено решение уравнений эфира, соответствующее гравитационному потоку эфира, и вычислена сила притяжения (174)

$$\mathbf{R}_{12} \approx -m_2 g \mathbf{i}_r = m_2 g \mathbf{i}_{12}, \quad g = \frac{\lambda u_{0,\varphi}^2 r_B^2}{r_B r_{12}^2}. \quad (176)$$

Здесь r_{12} – расстояние от центра гравитационного потока эфира до массы m_2 , \mathbf{i}_{12} – единичный вектор, направленный из центра гравитационного потока в центр массы m_2 , константа $u_{0,\varphi}$ – характерная азимутальная скорость вращения гравитационного потока.

Сопоставим гравитационный поток эфира массе m_1 . А именно, свяжем константу $u_{0,\varphi}$, определяющую величину потока, с массой m_1 по формуле

$$\lambda r_B u_{0,\varphi}^2 = G m_1, \quad (177)$$

где G – гравитационная постоянная: $G = 6.6726 \cdot 10^{-8}$ [дин см²/г²]. Левая часть в (177), согласно (176), равна $g r_{12}^2$, поэтому эфирное представление (177) для массы m_1 совпадает с известной связью $g r_{12}^2 = G m_1$, следующей из опытов по измерению силы тяжести одного объекта в поле другого $m_2 g = G m_1 m_2 / r_{12}^2$.

Приходим к закону всемирного тяготения

$$\mathbf{R}_{12} = G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \mathbf{i}_{12}. \quad (178)$$

Отметим, что выбор представления для массы m_1 определяется системой единиц измерения [26, с. 392], так как в эксперименте измеряется сила действия одной массы по отношению к другой. Например, массу m_1 можно было бы измерять в долях массы m_2 . Использование формулы (177) для m_1 приводит к общепринятой записи закона всемирного тяготения (178) с измерением массы m_1 в системе единиц СГС.

Значения $u_{0,\varphi}$ и λ для Земли оценены в конце п. 22.2.

Рассмотренная эфирная интерпретация закона тяготения имеет наглядное механическое объяснение, состоящее в возникновении силы Жуковского в создаваемом массой потоке эфира. Отметим, что до представленных здесь результатов, согласно [26, с. 326], какие-либо наглядные физические интерпретации гравитационного притяжения, в том числе в общей теории относительности, отсутствовали.

Тем не менее полученная формула (178) может быть не применима к глобальным процессам на планетарном и галактическом уровнях, поскольку, например, нельзя утверждать, что на таких масштабах обязательно выполняются условия (156), (157). Поэтому нельзя абсолютизировать закон всемирного тяготения.

В общем случае для вычисления силы гравитации необходимо решать уравнения (4)–(6) с соответствующими граничными и начальными условиями.

18. Эфирная трактовка в электротехнике и электрохимии

В настоящем разделе дана эфирная трактовка явлений, используемых в электротехнике и электрохимии. Изложенная здесь методика применения теории эфира может быть полезна для анализа других процессов.

Адекватное понимание механизмов явлений, происходящих в электротехнике и электрохимии, имеет важнейшее значение, так как позволяет целенаправленно совершенствовать имеющиеся и создавать принципиально новые технические устройства.

18.1. Создание электрического тока в проводе. Падение напряжения на участке цепи

В соответствии с уравнением Максвелла (34), электрический ток является завихренным течением эфира (125). Движение эфира, согласно уравнению (5), возникает при наличии градиента давления или внешней силы. Поэтому для генерации течения эфира в проводе требуется создать разность давлений эфира p (15) на его концах или на некотором участке за счёт того или иного воздействия, например приложения электрического поля (см. формулу (72)) или э.д.с. (см. п. 9, 18.11). Влияние структурных элементов материала провода в сочетании с внешним воздействием приводит к завихрению течения эфира. В проводе возникает электрический ток.

Протекание электрического тока на участке цепи сопровождается падением напряжения электрического поля.

В [42, 43] показано, что при установившемся течении эфира в проводе интеграл от $\mathbf{E} = -\nabla(U_F + p)/k_{m,0}$ по длине провода l позволяет связать падение напряжения U , равное разности потенциалов φ электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ на концах провода l_1 и l_2 , с разностью давлений течения эфира p на этих концах.

Найдём связь между падением напряжения электрического поля U и падением давления эфира в общем случае.

С одной стороны,

$$U \equiv \int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_{l_1}^{l_2} \nabla\varphi \cdot d\mathbf{l} = -(\varphi_2 - \varphi_1).$$

С другой стороны, по формуле (24) при $\partial\rho\mathbf{u}/\partial t = 0$, $\mathbf{F} = -\nabla U_F$, $\nabla P = -\nabla p$ имеем

$$\begin{aligned} \int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\frac{1}{k_{m,0}} \int_{l_1}^{l_2} \nabla(U_F + p) \cdot d\mathbf{l} \\ &= -\frac{1}{k_{m,0}} ((U_F + p)_2 - (U_F + p)_1). \end{aligned}$$

Тогда

$$U = -(\varphi_2 - \varphi_1) = -\frac{1}{k_{m,0}} ((U_F + p)_2 - (U_F + p)_1).$$

Таким образом, падение напряжения, равное разности потенциалов на концах провода, определяется разностью давлений течения эфира p и потенциалов внешних сил U_F на этих концах.

18.2. Мощность электрической цепи

Для случаев электрохимической ячейки, газового разряда или провода известно соотношение, связывающее выделенную

мощность W , падение напряжения U и силу тока I_{total} [72; 28, с. 185],

$$W = UI_{\text{total}}. \quad (179)$$

Покажем, что в эфирной интерпретации закон (179) является следствием формулы для плотности мощности течения эфира (13), (16), полученной из второго закона Ньютона.

В эфирной модели электрохимической ячейки и газового разряда примем, как и в случае провода, для плотности тока \mathbf{j} формулу (127). Тогда имеет место соотношение (142).

Из (142) мощность течения эфира в элементе объёма dV есть

$$dW = wdV = -\frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{j} \cdot \nabla p_{\Sigma} dV, \quad p_{\Sigma} \equiv p + p_{\text{вн}}.$$

Рассмотрим вдоль направления течения эфира $\mathbf{i}_l = \mathbf{u}/|\mathbf{u}|$ цилиндрическую область с сечением dS и высотой dl . Пусть в этой области вектор ∇p_{Σ} направлен противоположно вектору \mathbf{i}_l . Тогда

$$dW = -\frac{1}{k_{m,0}} \mathbf{j} \cdot \nabla p_{\Sigma} dSdl = \frac{1}{k_{m,0}} j \mathbf{i}_l \cdot \frac{dp_{\Sigma}}{dl} \mathbf{i}_l dSdl = \frac{1}{k_{m,0}} j dS dp_{\Sigma}.$$

Обозначив полный ток $I_{\text{total}} = jdS$, получим

$$dW = \frac{1}{k_{m,0}} I_{\text{total}} dp_{\Sigma}.$$

Проинтегрируем dW по dp_{Σ} на отрезке $[p_{\Sigma,1}, p_{\Sigma,2}]$, предполагая постоянство I_{total} .

$$W_2 - W_1 = I_{\text{total}} \frac{p_{\Sigma,2} - p_{\Sigma,1}}{k_{m,0}}.$$

Обозначим $W \equiv W_1 - W_2$ и учтём связь давления эфира с электрическим напряжением (75), обобщённую на случай источника. Приходим к формуле (179) для мощности участка цепи

$$W = (\varphi_1 - \varphi_2)I_{\text{total}} = UI_{\text{total}}, \quad U \equiv (\varphi_1 - \varphi_2).$$

При таком введении мощности W и падении напряжения U выделяемая на участке цепи мощность будет положительна при $I_{\text{total}} > 0$, если потенциал (давление эфира) на этом участке падает $\varphi_1 > \varphi_2$.

Обычно закон (179) в электрохимической ячейке или газе интерпретируется с помощью определения силы тока [28, с. 173], введённого Г.А. Лоренцем, и напряжённости электрического поля

$$\begin{aligned} I_{\text{total}} &= en_e vS, \\ U &= El, \end{aligned} \tag{180}$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов проводимости, v – скорость их направленного движения, U – падение напряжения, l и S – длина участка и площадь поперечного сечения проводника.

Подставим данные выражения в формулу (179). Получим

$$W = Elen_e vS = evEV_l n_e, \tag{181}$$

где V_l – объём, заполненный током.

Теперь рассмотрим закон сохранения импульса эфира в виде (5) и (24)

$$\frac{d(\rho\mathbf{u})}{dt} = \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}}, \quad \frac{\partial \rho\mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}}.$$

Исключив из этих уравнений правую часть, получим

$$\frac{d(\rho \mathbf{u})}{dt} = \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E}.$$

Эта формула следует и непосредственно из определений полной производной d/dt и электрического поля (21).

Для установившегося течения эфира $\partial \rho \mathbf{u} / \partial t = 0$

$$\frac{d(\rho \mathbf{u})}{dt} = \mathbf{E}.$$

Умножим это выражение скалярно на $\rho \mathbf{u}$ и приведём результат к виду

$$\frac{1}{2\rho} \frac{d(\rho^2 \mathbf{u}^2)}{dt} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{E}.$$

Здесь в левой части с точностью до постоянного множителя $k_{m,0}$ стоит энергия в единице объёма, переносимая эфиром в единицу времени, см. (144). Данное выражение позволяет трактовать формулу (181) следующим образом. Если считать, что электрон движется в промежутке l со скоростью, сообщённой ему потоком эфира $v = |\mathbf{u}|$, то $vEV_l n_e$ представляет собой мощность, переданную в единицу времени потоком эфира частицам числом $V_l n_e$, а множитель e – некоторую размерную постоянную для перевода механических величин в электрические.

Отметим, что введение скорости направленного движения заряженных частиц, их концентрации и связи с силой тока (180) исторически следует из электрохимических экспериментов, в которых носители заряда регистрировались в измерениях, но ре-

альная причина их движения не определялась. В случае проводов, по которым течёт ток, использование формулы (181) не подтверждено прямыми экспериментами. Наоборот, опыты со взрывом проволочек (п. 18.10) и другие сведения и эксперименты (п. 12.2, 12.3, 21.11, 23.2.1, 23.2.2, 23.3, 23.6.1, 23.6.2, 23.9.1, 23.9.2, 23.9.5) показывают, что не электроны являются основным носителем энергии электрического тока.

Таким образом, мощность, выделенная в цепи, обусловлена, в первую очередь, потоком эфира, который при наличии заряженных частиц может приводить их в движение.

18.3. Электрическое сопротивление в электрохимической ячейке и газовом разряде

Рассмотрим объём, в котором под действием потока эфира происходит движение некоторых заряженных частиц с объёмной плотностью ρ_e . Пусть уравнение движения этих частиц под действием потока эфира, точнее, под действием сил \mathbf{F} и ∇p (см. п. 16.1) имеет вид

$$\frac{d\rho_e \mathbf{v}_e}{dt} = \mathbf{F} - \nabla p - \nu_c \rho_e \mathbf{v}_e,$$

где \mathbf{v}_e – скорость заряженных частиц, ν_c – частота их столкновения с частицами эфира.

Введём плотность тока заряженных частиц как $\mathbf{j}_e = \rho_e \mathbf{v}_e$ $\nu_c^2/k_{m,0}$. Тогда уравнение их движения примет вид

$$\frac{d\mathbf{j}_e}{dt} = \nu_c^2 \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}} - \nu_c \mathbf{j}_e.$$

Общее решение этого уравнения есть

$$\mathbf{j}_e = e^{-\nu_c t} \left(\mathbf{j}_e(0) + \int_0^t e^{\nu_c t} \nu_c^2 \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}} dt \right).$$

Для постоянного во времени тока \mathbf{j}_e предпоследнее выражение даёт

$$\mathbf{j}_e = \nu_c \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}}.$$

Воспользовавшись уравнением для закона сохранения импульса эфира в виде (24)

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{m,0}},$$

получим в условиях установившегося течения $\partial \rho \mathbf{u} / \partial t = 0$

$$\mathbf{j}_e = \nu_c \mathbf{E} = \nu_c |\mathbf{E}| \mathbf{i}_E,$$

где \mathbf{i}_E – единичный вектор в направлении \mathbf{E} .

Умножив модуль этого выражения на площадь S , через которую протекает эфир и применяя формулу $|\mathbf{E}| = |U|/l$, находим для полного тока частиц

$$|I_e| = \nu_c |\mathbf{E}| S = |U| \frac{\nu_c S}{l} = \frac{|U|}{R}, \quad R \equiv \frac{l}{\nu_c S},$$

где R – электрическое сопротивление участка длины l . Для удельного сопротивления R_0 имеем [28, с. 194]

$$R_0 \equiv R \frac{S}{l} = \frac{1}{\nu_c}.$$

Удельное сопротивление R_0 устанавливается экспериментально.

Таким образом, известная из экспериментов в электрохимических ячейках и газовых разрядах формула $I_e = U/R$ является следствием закона сохранения импульса эфира и уравнения движения заряженных частиц в потоке эфира.

18.4. Электрическое сопротивление в проводе

В п. 12.2 получена общая формула (139) для электрической проводимости $\sigma_{\text{эл}}$. В данном разделе рассмотрим эфирную трактовку сопротивления R и другое представление удельного сопротивления $R_0 = 1/\sigma_{\text{эл}}$ участка цепи.

Напряжение в проводе цепи на участке $[l_1, l_2]$ определяется как

$$U \equiv \int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

При $\mathbf{E} = E\mathbf{i}_L \approx \text{const}$, где \mathbf{i}_L – единичный вектор вдоль провода L ,

$$U = El, \quad l = l_2 - l_1.$$

Рассмотрим определение сопротивления R участка цепи с напряжением U и током I_{total}

$$R \equiv \frac{U}{I_{\text{total}}}. \quad (182)$$

В случае $\mathbf{E} = E\mathbf{i}_L \approx \text{const}$

$$R = \frac{El}{I_{\text{total}}}$$

Согласно эфирному определению электрического поля (21),

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2\rho} \nabla(\rho\mathbf{u})^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho\mathbf{u})).$$

Полный ток через поперечное сечение провода S равен интегралу от плотности тока (34), который с учётом эфирного определения магнитного поля (20) имеет вид

$$I_{\text{total}} = \int_S \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{s} = \int_S \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (c\rho\mathbf{u}) \right) \cdot d\mathbf{s}.$$

Тогда для сопротивления участка провода длины l получаем

$$R = \frac{\left(\frac{1}{2\rho} \nabla(\rho\mathbf{u})^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho\mathbf{u})) \right) \cdot \mathbf{i}_L}{\int_S \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho\mathbf{u})) \cdot d\mathbf{s}} l \equiv R_0 \frac{l}{S}.$$

Проанализируем выражение для удельного сопротивления R_0 при $\rho \approx \text{const}$, $I_{\text{total}} \approx \text{const}$

$$R_0 = \frac{\rho \left(\frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}) \right) \cdot \mathbf{i}_L}{I_{\text{total}}} S.$$

Видно, что в этом случае сопротивление в проводе определяется градиентом кинетической энергии и завихренностью потока эфира в нём. В типичных случаях с ростом завихренности потока эфира удельное сопротивление R_0 падает, а с ростом градиента его кинетической энергии – растёт. Таким образом, в зависимости от характера течения эфира в проводнике может наблюдаться как сверхпроводимость $(\nabla \mathbf{u}^2/2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}))\mathbf{i}_L = 0$, так и диэлектрические свойства. При этом сопротивление проводника определяется особенностями течения эфира в нём, а возможное движение электронов или других носителей заряда является вторичным эффектом, обусловленным течением эфира.

В подтверждение данного вывода проанализируем опытный факт: при усилении тока с ростом напряжённости электрического поля эффект сверхпроводимости пропадает. С эфирной точки зрения данное наблюдение имеет простое объяснение. С ростом электрического поля возрастает градиент величины скорости эфира. Возросший поток эфира начинает нагревать проводник (в том числе увлекая и ускоряя свободные электроны, если они есть). Увеличение теплового движения структурных элементов проводника препятствует движению потока эфира, что приводит к исчезновению эффекта сверхпроводимости.

Введение удельного сопротивления R_0 для электрохимического тока и для тока в проводах позволяет сопоставить эти сопротивления. Удельное сопротивление электрохимической ячейки и газового разряда обусловлено частотой столкновения заряженных частиц с частицами эфирной среды, а удельное сопротивление провода – особенностью движения эфира в нём.

18.5. Электроёмкость, конденсаторы

Для объектов с зарядом q_σ , у которых плотность заряда меняется пропорционально заряду

$$\sigma = kq_{\sigma},$$

с коэффициентом пропорциональности k , являющимся функцией точки пространства, в физике вводится понятие ёмкости (ёмкости) C уединённого проводника, погружённого в неподвижный диэлектрик с относительной диэлектрической проницаемостью ε (см., например: [36, с. 355, 359; 28, с. 97]). С помощью диэлектрической проницаемости описывают электрическое поле в диэлектрике: $\varepsilon\mathbf{E}$. Однако, как отмечено после системы (33), все эффекты среды входят в σ и \mathbf{j} . В этом смысле соотношение $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma/\varepsilon$ является более общим, чем $\nabla \cdot (\varepsilon\mathbf{E}) = 4\pi\sigma$. Применяя формулу (71) к $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma/\varepsilon$

$$\begin{aligned} \varphi &= q_{\sigma} \iiint_V \frac{k(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \frac{q_{\sigma}}{C}, \\ C &\equiv \frac{1}{\iiint_V \frac{k(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'}, \end{aligned} \quad (183)$$

получаем соотношение

$$q_{\sigma} = C\varphi,$$

в котором коэффициент C зависит только от геометрии заряженного объекта и диэлектрической проницаемости рассматриваемой области.

Заметим, что формулу $q_{\sigma} = C\varphi$ можно получить математически из единственности решения краевой задачи для уединённого проводника [115, с. 398].

Принимая во внимание связь φ с давлением эфира p (73), находим с точностью до аддитивной константы эфирные представления последнего соотношения

$$q_{\sigma} = C \frac{p}{k_{m,0}}$$

или с учётом уравнения состояния эфира (15) при $\Pi = 0$

$$q_{\sigma} = C(\rho_* \mathbf{u}_*^2 - \rho \mathbf{u}^2).$$

Данные выражения означают, что заряд объекта с заданной ёмкостью C характеризует давление эфира в объекте $p = k_{m,0} q_{\sigma} / C$ или отклонение плотности энергии установившегося течения эфира от её характерной величины.

Уменьшение ёмкости C при фиксированном заряде q_{σ} приводит к увеличению давления эфира p (разности потенциалов).

В электротехнике широко применяются конденсаторы. По определению [36, с. 360] конденсатором называется система двух разноимённо заряженных равными по абсолютной величине зарядами проводников, имеющих такую форму и расположение друг относительно друга, что поле, создаваемое такой системой, локализовано в ограниченной области пространства. Сами проводники называются обкладками конденсатора.

Обкладка конденсатора обычно представляет собой тонкий проводник с поверхностью S . Для описания потенциала φ такой обкладки рассматривают предел от формулы (71) или (183) при стремлении толщины обкладки Δl к нулю

$$\begin{aligned} \varphi &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \iiint_V \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \iint_S \frac{\sigma(\mathbf{r}')\Delta l}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds' \\ &= \iint_S \frac{\lim_{\Delta l \rightarrow 0} (\sigma\Delta l)}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds' \end{aligned}$$

и условии конечной поверхностной плотности заряда

$$\sigma_s \equiv \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (\sigma \Delta l).$$

Тогда, предполагая пропорциональность σ_s заряду

$$\sigma_s = k_s q_\sigma,$$

для потенциала и ёмкости тонкой обкладки получаем

$$\varphi = q_\sigma \iint_S \frac{k_s(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds', \quad C \equiv \frac{1}{\iint_S \frac{k_s(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds'}.$$

По принципу суперпозиции (см. с. 26) потенциал φ между обкладками конденсатора равен сумме уединённых потенциалов каждой из обкладок. Если обозначить φ_k потенциал обкладки с зарядом $|q_\sigma|$, то для потенциала конденсатора с положительно заряженной второй обкладкой имеем

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Выражения для потенциалов заряженных тел простой формы получены, например, в [28, п. 19]. Замечая, что заряд входит в эти выражения в качестве множителя, получаем для потенциала таких конденсаторов

$$\varphi = \frac{q_\sigma}{C}. \quad (184)$$

Величина C называется ёмкостью конденсатора. Из вывода данной формулы следует, что C зависит только от геометрии

конденсатора и диэлектрической проницаемости. Формулы ёмкости конденсаторов различной формы выведены, например, в [28, п. 26].

Подставив формулы (75), (76) в (184), получаем представления

$$\frac{p_2 - p_1}{k_{m,0}} = \frac{q_\sigma}{C}, \quad (\rho u^2)_1 - (\rho u^2)_2 = \frac{q_\sigma}{C}, \quad (185)$$

позволяющие дать эфирную интерпретацию отношения заряда к ёмкости конденсатора как разности давлений эфира или разности плотностей энергий установившихся течений эфира, создаваемых его обкладками. Большой заряд при заданной ёмкости означает большую разность давлений эфира или плотностей энергий течения.

18.6. Уравнение тока в контуре постоянной формы

Рассмотрим эфирную интерпретацию течения электрического тока в замкнутой цепи L из проводов. Пусть форма контура L не меняется с течением времени. Рассмотрим цепь, состоящую из четырёх последовательно соединённых отрезков L_k , $k = 1, \dots, 4$, таких, что первый обладает индуктивностью $\mathcal{L}(t)$, второй – сопротивлением $R(t)$, третий – ёмкостью $C(t)$, а к четвёртому приложена внешняя э.д.с. $\mathcal{E}_{ext}(t)$ (см. рис. 3).

Применим к этому контуру основной закон электромагнитной индукции (109) с учётом неизменности его формы $\mathbf{V} = 0$ и отсутствия внешних сил $\mathbf{F} = 0$

$$\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = -\mathcal{E}(t), \quad \mathcal{E}(t) = \oint_{L(t)} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

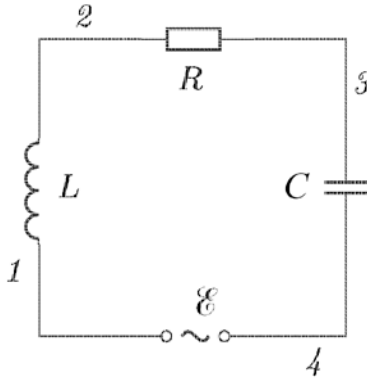


Рис. 3. Схема замкнутой цепи.

В рассматриваемой цепи изменение \mathbf{E} происходит на трёх участках. Поэтому интеграл по контуру L распадается на сумму трёх интегралов по отрезкам

$$\sum_{k=2}^4 \int_{L_k} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

Обозначив э.д.с. (или напряжение) каждого отрезка

$$\varepsilon_k(t) \equiv \int_{L_k} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l},$$

получаем

$$\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = - \sum_{k=2}^4 \varepsilon_k(t). \quad (186)$$

По формуле (107) в левой части уравнения (186) имеем

$$\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt}.$$

На участке с сопротивлением воспользуемся формулой (182), связывающей электрический ток I_{total} , сопротивление R и падение напряжения $\mathcal{E}_2(t) \equiv -U(t)$ в проводнике

$$I_{\text{total}}(t) = -\frac{\mathcal{E}_2(t)}{R(t)},$$

$$\mathcal{E}_2(t) = -I_{\text{total}}(t)R(t).$$

Падение напряжения на участке с конденсатором определяется формулой (184)

$$\mathcal{E}_3(t) = -\frac{q_\sigma(t)}{C(t)}.$$

На четвёртом участке э.д.с. задана внешним источником

$$\mathcal{E}_4(t) = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t).$$

Подставляя формулы для $\mathcal{E}_k(t)$, $k = 2,3,4$ в равенство (186), получаем известное уравнение для тока в замкнутой цепи постоянной формы с учётом индуктивности, сопротивления и ёмкости (см., например: [28, с. 273] и формулу (122.2) в [28, с. 514])

$$\frac{1}{c^2} \frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt} + R(t)I_{\text{total}}(t) + \frac{q_\sigma(t)}{C(t)} = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t). \quad (187)$$

Запишем уравнение (187) в терминах заряда q_σ , определённого выражением (66). Возьмём от (66) полную производную по времени при неподвижном объёме V обкладки конденсатора и воспользуемся равенством (31)

$$\frac{dq_\sigma(t)}{dt} = \iiint_V \frac{\partial \sigma(t, \mathbf{r})}{\partial t} d\tau = - \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{j} d\tau = - \iint_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s},$$

где S – поверхность объёма обкладки конденсатора V .

В эфирной интерпретации через конденсатор течёт поток эфира (см. п. 18.5). Будем считать, что через обкладку конденсатора протекает тот же полный ток эфира, что и вдоль контура цепи $I_{\text{total}}(t)$

$$- \iint_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s} = I_{\text{total}}(t).$$

Знак минус означает, что ток втекает в обкладку конденсатора, так как вектор $d\mathbf{s}$ направлен по внешней к V нормали.

Тогда

$$\frac{dq_\sigma(t)}{dt} = I_{\text{total}}(t) \quad (188)$$

и уравнение (187) переходит в уравнение относительно заряда

$$\frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \left(\mathcal{L}(t) \frac{dq_\sigma(t)}{dt} \right) + R(t) \frac{dq_\sigma(t)}{dt} + \frac{q_\sigma(t)}{C(t)} = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t). \quad (189)$$

Это уравнение совпадает с хорошо известным уравнением колебательного контура постоянной формы (см., например, формулу (122.5) в [28, с. 515]). Однако его интерпретация принципиально отличается от принятой в электротехнике.

В п. 8, 18.4, 18.5 показано, что все величины, входящие в левую часть формулы (187) или (189), выражаются через плотность ρ , скорость \mathbf{u} эфира и геометрию компонентов проводника. Поэтому при описании электрического тока в цепи не требуется привлечения каких-либо сведений об электрически заряженных частицах, несмотря на то что в уравнения (187), (189) входит заряд. В эфирной интерпретации заряд (66) ассоциируется с течением эфира, при этом присутствие носителей заряда, например элементарных частиц, не обязательно.

Из способа получения формул (187), (189) заключаем, что уравнение колебательного контура (уравнение тока в замкнутой цепи) является логическим следствием закона сохранения импульса эфира (второго закона Ньютона).

Понимание процессов в электрической цепи как течения эфира через различные её элементы даёт наглядное представление о механизме передачи энергии вдоль цепи с разрывами, например конденсаторами или электродами. При этом движение заряженных частиц в цепи не исключается, но является вторичным эффектом.

18.7. Плотность энергии электрического тока при завихренном магнитном поле

Рассмотрим незавихренное в смысле $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}) = 0$ магнитное поле \mathbf{B} . В этом случае уравнение (34) переходит в $\mathbf{j}_{\text{total}} = 0$ или

$$-4\pi\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$

Умножим данное уравнение скалярно на вектор напряжённости электрического поля \mathbf{E} . Получим выражение

$$-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \mathbf{E}^2}{\partial t},$$

которое означает, что величина, равная плотности мощности (144), которая стоит в левой части, связана со скоростью изменения квадрата напряжённости электрического поля.

Проинтегрируем это выражение по времени на промежутке $[t_0, t]$, предполагая, что в начальный момент времени t_0 электрическое поле отсутствует,

$$-\int_{t_0}^t \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dt = \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi}.$$

Находим плотность энергии электрического поля

$$\mathcal{A}_E \equiv -\int_{t_0}^t \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dt,$$

$$\mathcal{A}_E = \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi}.$$

При создании тока в проводнике в единице объёма совершается внешняя работа, равная минус \mathcal{A}_E .

В эфирной трактовке свойства вещества учтены в скорости \mathbf{u} . Поэтому \mathbf{E} представляет собой электрическое поле в веществе.

Если рассматривать электрическое поле \mathbf{E}_{vac} в отсутствие вещества, а поле в веществе характеризовать диэлектрической проницаемостью ε : $\mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}$, то в веществе следует исходить из уравнения

$$-4\pi \mathbf{j} = \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}}{\partial t}.$$

Для не зависящего от времени ε при приложении к веществу внешнего поля \mathbf{E}_{vac} аналогично получаем

$$\mathcal{A}_E \equiv \frac{\varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}^2}{8\pi}. \quad (190)$$

Это выражение используется в электротехнике для введения плотности электрической энергии цепи.

Эфирное понимание электрического тока в цепи позволило из самых общих соображений получить плотность электрической энергии цепи как следствие второго закона Ньютона при $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}) = 0$, а не как следствие некоторого постулата [28, с. 346].

Магнитная энергия цепи из проводов рассмотрена в п. 18.8.

18.8. Магнитная энергия замкнутого проводника с током в магнитном поле. Плотность магнитной энергии в цепи

Рассмотрим замкнутый контур L , в котором течёт ток I_1 . Пусть этот контур находится в магнитном поле \mathbf{B}_2 . Согласно формуле (131), на элемент контура dl действует сила

$$d\mathbf{F}_{V_1} = I_1 \left(\mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) dl.$$

Работа при смещении на $d\mathbf{r}$ элемента контура dl под действием силы $d\mathbf{F}_{V_1}$ равна

$$\Delta A_{12} \equiv d\mathbf{F}_{V_1} \cdot d\mathbf{r} = I_1 \left(\mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) \cdot d\mathbf{r} dl.$$

Преобразуем смешанное произведение векторов

$$(\mathbf{i}_L \times \mathbf{B}_2) \cdot d\mathbf{r} = \mathbf{B}_2 \cdot (d\mathbf{r} \times \mathbf{i}_L).$$

Обозначим $ds = dl|d\mathbf{r}|$ элемент поверхности, возникающей при смещении элемента контура. Направление вектора $d\mathbf{s}$ выберем перпендикулярно и вектору $d\mathbf{r}$, и вектору \mathbf{i}_L :

$$d\mathbf{s} = d\mathbf{r} \times \mathbf{i}_L dl.$$

Тогда

$$\Delta A_{12} = I_1 \frac{\mathbf{B}_2}{c} \cdot d\mathbf{s}.$$

Пусть смещение элементов контура происходит так, что контур L стягивается в точку, двигаясь по произвольной поверхности S . Интегрируя по этой поверхности S , получаем энергию, связанную с исходным контуром L , током I_1 в нём и произвольной поверхностью S

$$A_{12} = \int_S I_1 \frac{\mathbf{B}_2}{c} \cdot d\mathbf{s}.$$

Для постоянного тока I_1 имеем

$$A_{12} = \frac{I_1}{c} \int_S \mathbf{B}_2 \cdot d\mathbf{s},$$

По построению поверхность S ограничена контуром L . Поэтому интеграл представляет собой магнитный поток через контур L (точнее, через произвольную поверхность S , ограниченную контуром L)

$$\Phi_2 = \int_S \mathbf{B}_2 \cdot d\mathbf{s}.$$

Тогда

$$\mathbb{A}_{12} = \frac{I_1}{c} \Phi_2. \quad (191)$$

Поток Φ_2 не зависит от выбора поверхности S (см. п. 8). Поэтому и энергия \mathbb{A}_{12} не зависит от S . Таким образом, \mathbb{A}_{12} является некоторой общей, не зависящей от поверхности S характеристикой контура L с током I_1 в магнитном поле \mathbf{B}_2 .

В электротехнике формула (191) называется магнитной энергией контура (см., например: [28, п. 69]).

Вычислим теперь плотность энергии \mathcal{A}_{12} элемента dl контура L .

Рассмотрим элемент dl замкнутого контура L с поперечным сечением Δs . Согласно главному члену в формуле (129), на него действует сила

$$d\mathbf{F}_{V_1} = \Delta s \mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} dl.$$

Пусть под действием данной силы $d\mathbf{F}_{V_1}$ элемент контура dl смещается на $d\mathbf{r}$. При этом совершается работа

$$\Delta \mathbb{A}_{12} \equiv d\mathbf{F}_{V_1} \cdot d\mathbf{r} = \Delta s \left(\mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) \cdot dl d\mathbf{r}.$$

Определим приращение плотности магнитной энергии в цепи с током по формуле

$$d\mathcal{A}_{12} \equiv \frac{d\Delta \mathbb{A}_{12}}{\Delta s dl} = \left(\mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) \cdot d\mathbf{r}.$$

Удобство введения $d\mathcal{A}_{12}$ состоит в том, что эта величина не зависит от площади сечения Δs и длины dl элемента контура.

Из (34) при $|\mathbf{u}| \approx c$

$$\mathbf{j}_{1,\text{total}} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}_1. \quad (192)$$

Поэтому

$$d\mathcal{A}_{12} = \frac{1}{4\pi} ((\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_2) \cdot d\mathbf{r}.$$

Вычислим плотность энергии цепи в магнитном поле, создаваемом ей самой $\mathbf{B}_2 = \mu\mathbf{B}_1$, где μ – относительная магнитная проницаемость среды, в которой находится проводник:

$$d\mathcal{A}_{11} = \frac{\mu}{4\pi} ((\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1) \cdot d\mathbf{r}.$$

Из формулы (192) следует, что направление поля $\mathbf{i}_z \equiv \mathbf{B}_1/|\mathbf{B}_1|$ малого элемента проводника перпендикулярно направлению протекающего в нём тока $\mathbf{i}_y \equiv \mathbf{j}_{1,\text{total}}/|\mathbf{j}_{1,\text{total}}|$.

Рассмотрим правую ортогональную декартову систему координат с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_x = \mathbf{i}_y \times \mathbf{i}_z$, \mathbf{i}_y , \mathbf{i}_z (см. рис. 4).

В этой системе

$$(\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 = \left(\frac{\partial B_1}{\partial y} \mathbf{i}_x - \frac{\partial B_1}{\partial x} \mathbf{i}_y \right) \times B_1 \mathbf{i}_z.$$

Для постоянного вдоль проводника поля $B_1 = B_1(t, x, z)$

$$(\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 = -B_1 \frac{\partial B_1}{\partial x} (\mathbf{i}_y \times \mathbf{i}_z) = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_1^2}{\partial x} \mathbf{i}_x.$$

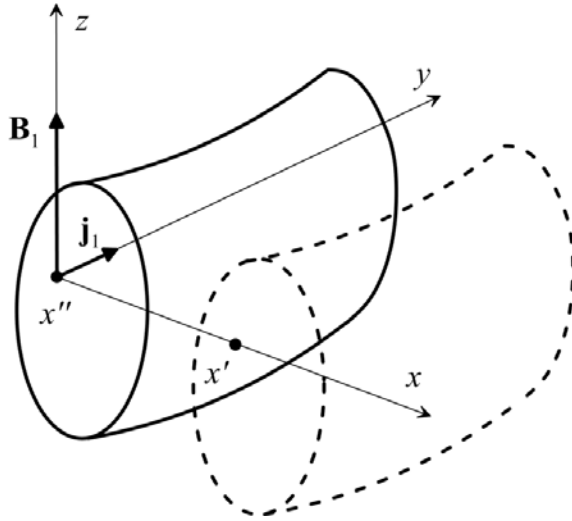


Рис. 4. Смещение элемента проводника.
Начальное положение отмечено штриховой линией.

Тогда

$$d\mathcal{A}_{11} = -\frac{\mu}{8\pi} \frac{\partial B_1^2(t, x, z)}{\partial x} \mathbf{i}_x \cdot d\mathbf{r}.$$

В данной системе координат произвольное смещение $d\mathbf{r}$ можно представить в виде $d\mathbf{r} = -dx\mathbf{i}_x + dy\mathbf{i}_y + dz\mathbf{i}_z$. Минус означает, что при положительном x смещение происходит против направления оси x (рис. 4).

Отсюда

$$d\mathcal{A}_{11} = \frac{\mu}{8\pi} \frac{\partial B_1^2(t, x, z)}{\partial x} dx.$$

Видно, что вклад в плотность энергии даёт только перемещение элементарного участка цепи по оси x , то есть в направлении, перпендикулярном и плотности тока, и магнитному полю.

Проинтегрируем по смещению на отрезке $[x', x'']$. Получим приращение плотности магнитной энергии в цепи при смещении её элемента из точки x' в точку x''

$$\mathcal{A}_{11}(t, x'', z) - \mathcal{A}_{11}(t, x', z) = \frac{\mu}{8\pi} (B_1^2(t, x'', z) - B_1^2(t, x', z)).$$

В случае, когда в точке x' , до смещения элемента проводника, поле B_1 и плотность энергии \mathcal{A}_{11} отсутствовали, имеем

$$\mathcal{A}_{11}(t, x'', z) = \frac{\mu}{8\pi} B_1^2(t, x'', z). \quad (193)$$

Здесь $\mathcal{A}_{11}(t, x'', z)$ представляет собой плотность энергии, возникающей в результате мгновенного перемещения элемента проводника с мгновенным включением тока. Отметим, что такая плотность энергии $\mathcal{A}_{11}(t, x'', z)$ оказывается не зависящей от того, из какой точки x' происходит смещение элемента контура, и поэтому является его некоторой общей характеристикой.

Как уже неоднократно отмечалось, изучение мгновенного появления некоторой величины является обычной методикой для механики сплошной среды (см., например: [17, п. 3.3, 3.7, 4.1; 16, с. 636]). Такой подход избавляет от необходимости учитывать предшествующее состояние среды.

Эфирная трактовка тока в цепи позволила ввести магнитную энергию контура и плотность магнитной энергии в цепи не как следствия некоторого постулата [28, с. 346] или обобщения опытов, а как следствия второго закона Ньютона, а также установить механическое содержание данных величин как работы или плотности работы по созданию и перемещению вихрей в сплошной

среде. Проводник используется как контейнер, удерживающий вихрь.

В эфирном понимании магнитная энергия контура связана с вихревым, а электрическая энергия контура – с безвихревым движением эфира (см. п. 18.7).

В общем случае плотность энергии эфира выражается формулой (83). Формулы для энергии и плотности энергии, полученные в п. 18.7 и 18.8, описывают энергетику конкретной технической системы, а именно провода с током.

18.9. Полная электромагнитная мощность цепи с током. Вектор Умова – Пойнтинга

В физике приращение энергии электромагнитного поля постулируется в виде суммы приращений плотностей работ, совершаемых в цепи под действием электрического поля (190), магнитного поля (193) и выделяемой в цепи $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dt$ (143) [28, формула (84.1)].

Для создаваемой в цепи мощности физикой принимается постулат [28, формула (84.2)]

$$\tilde{w} = \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{4\pi} \mu \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}, \quad (194)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} – поля в отсутствие вещества.

Однако при этом в [28, с. 346] откровенно отмечается непоследовательность такого подхода, а именно: использование электростатики и отбрасывание тока смещения при выводе второй компоненты в (194). Но, несмотря на это, всё равно полагается, что формула (194) остаётся справедливой и для случая переменных электромагнитных полей.

В эфирной теории общее представление для плотности мощности течения эфира даётся формулой (16), следующей из второго закона Ньютона. Поэтому самое общее выражение для плотности мощности цепи в терминах полей и тока находится преобразованием (16) к виду, содержащему векторы \mathbf{E} , \mathbf{V} , \mathbf{j} . Такое выражение получено в п. 5.1, см. формулу (85). Учтём в (85) специфику течения эфира в проводе электрической цепи и сравним с формулой (194), принимаемой в физике в качестве аксиомы.

Подставим в (85) эфирное представление для плотности тока \mathbf{j} в цепи (127)

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left(2\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla\Pi}{k_{m,0}} \right) - \frac{\mathbf{j}^2}{k_{m,0}^2} \left(3(\mathbf{j} \cdot \nabla\rho) + k_{m,0} \frac{\partial\rho}{\partial t} \right) - \frac{\partial\Pi}{\partial t}. \quad (195)$$

Если градиент плотности эфира и её изменение во времени малы, то

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left(2\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla\Pi}{k_{m,0}} \right) - \frac{\partial\Pi}{\partial t}. \quad (196)$$

Диэлектрическая, магнитная проницаемость и другие свойства вещества учтены в скорости \mathbf{u} . Однако если ввести поля \mathbf{E}_{vac} и \mathbf{V}_{vac} в отсутствие вещества и определить их связь с полями в веществе как $\mathbf{E} = \varepsilon\mathbf{E}_{\text{vac}}$ и $\mathbf{V} = \mu\mathbf{V}_{\text{vac}}$, то с учётом (29) величины ε и μ появятся в формуле (196) в явном виде

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left(2\varepsilon\mathbf{E}_{\text{vac}} + \frac{\mathbf{F} + \nabla\Pi}{k_{m,0}} \right) - \frac{\partial\Pi}{\partial t}, \quad (197)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \left(\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mu \mathbf{B}_{\text{vac}} \right) - \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}}{\partial t} \right).$$

Видно, что в общем случае формула (194) отличается от формул (195)–(197). Совпадения \tilde{w} и w можно добиться только за счёт специального подбора плотности внешней силы \mathbf{F} или плотности энергии внешних источников Π .

С эфирной точки зрения причина различия \tilde{w} и w состоит в том, что постулат (194) не учитывает взаимосвязь \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{j} как характеристик одного процесса – движения эфира.

Направление движения плотности энергии в эфире описывается векторным потенциалом (п. 2.3). В физике движение электромагнитной энергии характеризуется вектором плотности потока электромагнитной энергии $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$, который называется вектором Умова – Пойнтинга [32, с. 397; 28, с. 348]. Интерпретация \mathbf{S} даётся на основе совпадения внешнего вида формулы, полученной применением уравнений Максвелла в аксиоме (194), с уравнением неразрывности механики сплошной среды [28, с. 347]. В эфирной интерпретации природы формула (194) не является общей. Поэтому вектор \mathbf{S} не раскрывает сути общих закономерностей. Например, трактовка электромагнитной энергии с помощью \mathbf{S} приводит к выводу о её втекании в провод из окружающего пространства через боковую поверхность [32, с. 398]. При этом остаётся без ответа вопрос о причине возникновения электромагнитной энергии около поверхности провода и механизме её распространения вдоль этой поверхности.

18.10. Взрыв проволочек электрическим током в вакууме. Взрывная электронная эмиссия

В современной физике имеются большие сложности на пути построения надёжных моделей взрыва проволочек и электрон-

ной эмиссии. Такая ситуация обычно указывает на необходимость учёта эфирных эффектов, которые не принимаются ею во внимание.

Согласно существующим представлениям об электрическом токе, в проводе сила тока описывается формулой (180), которая не позволяет понять механизмы процессов в проводниках, что особенно рельефно проявляется при взрыве проволочек.

Так, в эксперименте [95] взрыв медных проволочек длиной 10 – 11 [мм] и диаметром 0.25 [мм] происходил за время 550 – 555 [нс] при токе в цепи 10 [кА] и напряжении на цепи $U = 20$ [кВ]. Используя (180) и значение концентрации электронов в меди $2.8 \cdot 10^{28}$ [1/м³], получим для направленной скорости электронов $w = 4.5 \cdot 10^4$ [мм/с]. Значит, носители заряда могли бы пройти в проводе дистанцию только 0.025 [мм], что существенно меньше длины провода.

Если как считается в физике, вся энергия электрического тока переносилась заряженными частицами, то проволока должна была бы взрываться на длине 0.025 [мм]. Однако наблюдения показывают, что проволока за время 550 – 555 [нс] взрывается по всей длине. Это означает, что вложенная энергия в данных экспериментах переносится, в основном, не заряженными частицами, а потоком эфира.

По измерениям в экспериментах со взрывом проволочек в вакууме [95] можно оценить скорость эфира и его давление внутри проволочки. Численные значения этих величин позволяют сделать важные выводы.

Согласно представлению (84), создание в проволочке электромагнитного поля означает создание в ней скорости и градиентов давления и плотности эфира.

Будем считать, что практически вся созданная в проволочке плотность энергии эфира $\rho_{m,*}u_*^2$ (12), где звёздочкой обозначены характерные значения величин, идёт на разрыв связей в металле: сублимацию или атомизацию, при которой твёрдая фаза сразу

переходит в газообразную, минуя жидкое состояние. Энергия сублимации меди $Q_{Cu} \approx 5.6 \cdot 10^6$ [Дж/кг] [120, с. 304]. Из равенства переданной плотности энергии эфира и затраченной на взрыв плотности энергии

$$\rho_{m,*} u_*^2 = \rho_{Cu} Q_{Cu},$$

принимая для плотности эфира $\rho_m \approx \rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ [кг/м³] (222), получаем, что характерная скорость эфира в медной проволочке с плотностью $\rho_{Cu} \approx 8.32 \cdot 10^3$ [кг/м³] [120, с. 304] оказывается порядка скорости света: $u_* \approx 1.5 \cdot 10^8$ [м/с]. Такой результат соответствует известным опытным фактам, показывающим высокую скорость распространения электрического тока в проводе.

Согласно уравнению состояния эфира (15), характерная плотность энергии $\rho_{m,*} u_*^2$, в случае $P = 0$ и отсутствии отклонений от характерного состояния $|\mathbf{u}| = 0$, равна давлению эфира p . Тогда $p_{Cu} \equiv \rho_{m,*} u_*^2 = \rho_{Cu} Q_{Cu} \approx 4.7 \cdot 10^{10}$ [Па] представляет собой созданное в проволочке давление эфира, причём близкое к пороговому, начиная с которого процесс имеет взрывной характер. Давление сублимации p_{Cu} даёт оценку снизу для плотности энергии, необходимой для взрыва проволочки, так как требуется ещё энергия на сообщение скорости структурным элементам меди.

Значение p_{Cu} по порядку величины близко к давлению невозмущённого эфира $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$ [Па] (224). То есть разрушение проволочки происходит при приближении давления эфира в ней к давлению эфира вне проволочки.

Возникающее в материале давление эфира можно оценить и другим способом. Результаты п. 18.2 дают следующую формулу для плотности энергии тока на малом промежутке времени t

$$p_{\text{ex}} = jEt = \frac{I U}{S l} t.$$

В эфирной интерпретации плотность энергии тока в проволочке представляет собой характерную плотность энергии эфира $\rho_{m,*} u_*^2$ (12), которая при $\Pi = 0$, $|\mathbf{u}| = 0$ равна давлению эфира p (15). Тогда для типичных параметров взрывов $I = 10 \cdot 10^3$ [А], $U = 20 \cdot 10^3$ [В], $S = \pi d^2/4$, $d = 0.25 \cdot 10^{-3}$ [м], $l = 11 \cdot 10^{-3}$ [м], $t = 550 \cdot 10^{-9}$ [с] имеем давление эфира $p_{\text{ex}} \approx 2 \cdot 10^{11}$ [Па]. По порядку величины p_{ex} близко к давлению невозмущённого эфира p_0 (224). Превышение p_{ex} значения p_0 в типичных экспериментах объясняется необходимостью иметь дополнительную к p_{Cu} плотность энергии для сообщения скорости элементам материала.

Взрыв проволочек происходит часто в виде перпендикулярных проволочке страт с ярко выраженными концентрациями материала проволочки в форме блинов, см. доклад В.М. Романовой от 02.03.2016 на сайте [шаровая-молния.орг]. Причём страты возникают в то время, когда электрического тока в проволочке уже нет. Это может означать, что перед взрывом в проволочке формируется стоячая волна эфира и наиболее сильный разлёт материала происходит в области пучности стоячей волны. Стоячая волна, скорее всего, является продольной, так как блин имеет форму, близкую к осесимметричной, и страты могут расширяться, но практически не двигаются вдоль проводника. Роль эфирных стоячих волн в электротехнических устройствах обсуждена также в конце п. 24.4.

Проанализируем теперь экспериментальные данные, полученные при изучении взрывной электронной эмиссии [122]. Такую эмиссию создают с помощью подачи высокого напряжения импульсом длительностью менее 10^{-7} [с] на вольфрамовый эмиттер. При этом получают плотность тока около 10^8 [А/см²].

Используя эмиттеры с различными радиусами вершины и изменяя амплитуду импульса напряжения, удалось найти связь между плотностью предвзрывного (критического) тока и временем запаздывания взрыва острия t_{ex} [122]. При возрастании напряжённости электрического поля E с $7 \cdot 10^7$ до $1.3 \cdot 10^8$ [В/см] плотность критического тока j возросла с $4.5 \cdot 10^7$ до $2.2 \cdot 10^9$ [А/см²]. Время запаздывания до взрыва острия t_{ex} не измерялось, а оценивалось. Оценка показала уменьшение t_{ex} с $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^{-11}$ [с].

Создаваемая перед взрывом эмиттера плотность энергии тока может быть вычислена по формуле (см. п. 18.2)

$$p_{\text{ex}} = jEt_{\text{ex}}.$$

Отсюда получаем, что перед взрывом плотность энергии p_{ex} составляла $\sim 3 \cdot 10^{12}$ [Па].

Воспользуемся снова эфирной интерпретацией возникновения плотности энергии тока как создания плотности энергии эфира $\rho_{m,*}u_*^2$ (12), а значит, по (15) и создания давления эфира $p = \rho_{m,*}u_*^2$. Получаем, как и в случае со взрывом проволочек, что взрыв эмиттера происходит, когда давление в нём p_{ex} превышает давление невозмущённого эфира p_0 . Необходимость избыточного давления связана с сообщением скорости заряженным частицам, а также, возможно, с преодолением энергетики поверхностных эффектов, определяемой материалом и формой острия.

Таким образом, разрушение материалов в рассмотренных экспериментах происходит при приближении давления эфира в них к внешнему давлению эфира p_0 (224) или при превышении p_0 . Данный результат, а также эффект Казимира (п. 21.13) позволяют заключить, что именно разница между внешним и внутренним давлением эфира определяет фазовое состояние вещества: твёрдое, жидкое, газообразное. Оценки давления эфира внутри твёрдых и жидких фаз различных материалов даны в п. 21.12.

Проведённые выше рассуждения и полученные оценки основаны на анализе характерного состояния образцов перед взрывом. Детальное теоретическое изучение процессов, происходящих при взрыве проволочек и эмиттеров, требует решения уравнений эфира (4)–(6) с некоторыми начальными и граничными условиями.

Отметим, что если принять в качестве постулата эфирную трактовку твёрдой фазы вещества как сдавливание его эфиром вместо вывода этой трактовки из экспериментов, то близость по порядку величины давления внутри проволочки и эмиттере перед взрывом к оценке невозмущённого давления эфира (224), полученной в п. 21.1 на основе совершенно других соображений, можно рассматривать как подтверждение правильности приближённой оценки (224).

18.11. Э.д.с. Жуковского. Униполярный генератор

Обсудим появление э.д.с. на участке цепи L (не обязательно прямолинейном) под воздействием обобщённой силы Жуковского (120). Рассмотрим случай, когда магнитное поле не изменяется во времени, третий член в формуле (120) мал по сравнению со вторым членом, а внешнее электрическое поле и внешняя сила отсутствуют или не приводят к появлению э.д.с.

При сообщении скорости \mathbf{V} в области эфира $d\tau$, обладающей магнитным полем \mathbf{B} , возникает обобщённая сила Жуковского $d\mathbf{F}_V$ (121). Эта сила создаёт на сечении dS с единичной нормалью \mathbf{n} , направленной вдоль кривой L , давление (плотность энергии)

$$dp_V \equiv \frac{d\mathbf{F}_V}{dS} \cdot \mathbf{n} = \frac{d\mathbf{F}_V}{dS dl} \cdot \mathbf{n} dl = \frac{d\mathbf{F}_V}{d\tau} \cdot d\mathbf{l}.$$

Если третий член в (121) мал по сравнению со вторым и непотенциальные силы отсутствуют $\mathbf{F} = 0$, то

$$dp_V = k_{m,0} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}. \quad (198)$$

Подчеркнём, что формула (198) отличается от (84) при $\mathbf{E} = 0$, $\nabla\rho = 0$, $\nabla\Pi = 0$ и формально, и по смыслу. В (198) нет множителя $1/2$ и поле \mathbf{B} определяется по (20) скоростью, вообще говоря, отличной от \mathbf{V} , а в (84) поле \mathbf{B} выражается через ту же скорость \mathbf{u} , которая входит в векторное произведение. По смыслу dp_V является давлением обобщённой силы Жуковского, возникающей при мгновенном сообщении внешней скорости \mathbf{V} течению эфира со скоростью \mathbf{u} . В то время как приращение давления, выраженное из (84), является приращением давления течения эфира со скоростью \mathbf{u} .

Учитывая связь разности давлений с разностью потенциалов (75) (см. также п. 18.1), для приращения э.д.с. получаем

$$d\mathcal{E}_{\text{Ж}} = \frac{dp_V}{k_{m,0}} = \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}. \quad (199)$$

Тогда на всём криволинейном участке L цепи возникает э.д.с.

$$\mathcal{E}_{\text{Ж}} = \int_L \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}. \quad (200)$$

Таким образом, появление разности потенциалов на концах кривой L , при сообщении в её точках эфиру скорости \mathbf{V} , обусловлено разницей давлений эфира, созданной обобщённой силой Жуковского (120). Такую э.д.с. назовём э.д.с. Жуковского.

Отметим, что вычисление разности давлений (или потенциалов) на концах контура L по формуле (15), связывающей давление и скорость эфира, затруднено необходимостью расчёта скорости эфира. В этом смысле на практике более удобна формула (200), так как в электротехнических системах магнитное поле \mathbf{B} , в которое входит скорость эфира, может быть задано или непосредственно измерено.

Формула (200) для э.д.с. Жуковского $\mathcal{E}_\text{Ж}$ оказалась похожей по внешнему виду на формулу для э.д.с. индукции (109) в отсутствие электрического поля и внешней силы

$$\mathcal{E}(t) = \oint_{L(t)} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Это позволяет дать физическую трактовку «магнитного» члена в законе электромагнитной индукции (109) как результата действия обобщённой силы Жуковского.

Однако физические условия применимости формул (200) и (109), вообще говоря, различны. При выводе формулы (109) предполагалось, что контур является замкнутым. Магнитный поток рассматривался именно через замкнутый контур. В формуле (200) кривая L не обязательно замкнута, а магнитный поток даже не рассматривается.

Различие условий применимости приводит, вообще говоря, и к различию э.д.с. индукции \mathcal{E} (109) и э.д.с. Жуковского $\mathcal{E}_\text{Ж}$ (200). Приведём пример.

Пусть на участке L неподвижного замкнутого контура, целиком лежащего в некоторой плоскости, создаётся скорость \mathbf{V} . Пусть вектор магнитного поля \mathbf{B} параллелен данной плоскости. В такой системе э.д.с. индукции \mathcal{E} , фигурирующая в формуле (109), не наводится, так как магнитный поток равен нулю из-за

перпендикулярности векторов \mathbf{B} и \mathbf{n} , где \mathbf{n} – нормаль к плоскости. Тем не менее, согласно (200), на участке L в результате действия обобщённой силы Жуковского возникает э.д.с. \mathcal{E}_J .

Э.д.с. Жуковского \mathcal{E}_J наблюдается, например, в униполярном генераторе, называемом ещё диском Фарадея [93, 123–125]. Принципиальная схема такого устройства предложена Фарадеем в 1831 году. В настоящее время униполярные генераторы используются для создания больших токов при малом напряжении, например, в металлургии или в установках токамак, реализующих управляемое протекание реакций термоядерного синтеза.

Однако до представленной здесь эфирной трактовки э.д.с. \mathcal{E}_J как результата появления обобщённой силы Жуковского во вращающемся в магнитном поле диске убедительное объяснение возникновения разности потенциалов в униполярном генераторе отсутствовало.

Например, в книгах [123, с. 417] и [93, с. 117] э.д.с. в униполярном генераторе связывается с внесением в контур всё новых элементов диска, то есть с переключением диска с одного контура на другой. В [124, с. 545–549] говорится о необходимости уточнения закона электромагнитной индукции для униполярной машины на случай размыкания-замыкания контура с помощью рассмотрения магнитного потока через некоторый новый замкнутый контур, содержащий часть внешнего обвода диска. При этом утверждается, что «основная часть электрического поля, возникающего при движении магнита, имеет чисто релятивистское происхождение» [124, с. 548]. Такое объяснение противоречит опыту с вращающимся вместе с магнитом контуром, с. 406.

Кроме того, существенным недостатком таких объяснений является искусственная замена наблюдаемого непрерывного процесса на процесс в той или иной разрывной (дискретной) модели и отсутствие анализа результата предельного перехода от введённой дискретной модели к исходной непрерывной модели.

Хорошо известный энциклопедический интернет-ресурс en.wikipedia.org в разделе «Homopolar generator», ссылаясь на книгу [126, с. 210], предлагает объяснять работу униполярного генератора «современной трактовкой» закона электромагнитной индукции, в которой рассматривается полная производная от магнитного потока и при её раскрытии якобы появляется дополнительный член. Но такая трактовка производной от поверхностного интеграла математически ошибочна. В математике поверхностный интеграл от функции вводится как величина, не зависящая от пространственных координат. Поэтому его полная производная по времени совпадает с частной и никаких дополнительных членов не даёт.

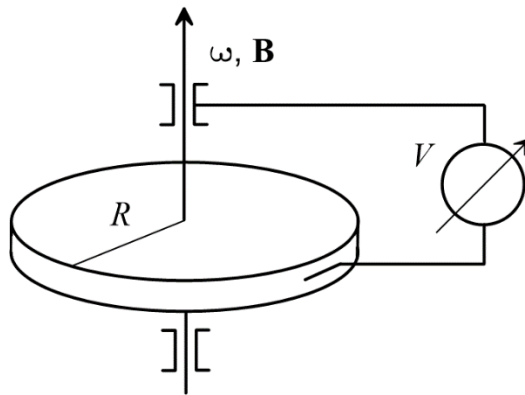


Рис. 5. Схема униполярного генератора.

Типичная схема униполярного генератора показана на рис. 5. Существенной частью такого генератора является диск радиуса R , вращающийся с угловой скоростью ω , направленной вдоль оси диска. Постоянное магнитное поле \mathbf{B} создаётся магнитом или электрическим током и также параллельно оси диска.

Поле \mathbf{B} в такой системе перпендикулярно нормали к плоскости, в которой лежит замкнутый контур, и поэтому не создаёт

магнитный поток через поверхность, ограниченную этим контуром. В результате э.д.с. индукции \mathcal{E} (109) равна нулю. Однако измерения показывают, что на концах отрезка, соединяющего ось вращения и край диска, возникает э.д.с. Её величина пропорциональна угловой скорости вращения $|\boldsymbol{\omega}|$ и магнитному полю $|\mathbf{B}|$.

Ограничимся для простоты рассмотрением случая, когда вихревое течение эфира со скоростью \mathbf{u} , соответствующее магнитному полю $\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{u})$ (формула (20)), слабо связано с течением эфира, обусловленным вращением диска со скоростью \mathbf{V} . То есть не будем рассматривать последовательно взаимовлияние \mathbf{V} и \mathbf{B} . Такая ситуация имеет место, например, при $\mathbf{V} \perp \mathbf{u}$ или $|\mathbf{V}| \ll |\mathbf{u}|$.

Предположим, что скорость движения эфира \mathbf{V} , вызванная вращением диска, направлена перпендикулярно радиусу и может быть представлена в виде

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r R \left(\frac{r}{R}\right)^\alpha, \quad (201)$$

где \mathbf{i}_r – радиальный единичный вектор базиса цилиндрической системы координат с осью, совпадающей с осью вращения. При $\alpha \neq -1$ течение эфира со скоростью \mathbf{V} является вихревым, так как в этом случае $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$.

Учитывая $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega})\mathbf{i}_r - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{i}_r)\boldsymbol{\omega} = (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega})\mathbf{i}_r$, для э.д.с. Жуковского $\mathcal{E}_\text{Ж}$ (200) на отрезке $L = [r_0, R]$ имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\text{Ж} &= \int_L \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}\right) \cdot d\mathbf{l} = \\ &= \frac{R}{c} \int_{r_0}^R \left(\frac{r}{R}\right)^\alpha ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r) \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{i}_r dr = \end{aligned} \quad (202)$$

$$\frac{R}{c} \int_0^R \left(\frac{r}{R}\right)^\alpha (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega}) \mathbf{i}_r \cdot \mathbf{i}_r dr =$$

$$\pm \frac{|\boldsymbol{\omega}||\mathbf{B}|}{c} \begin{cases} \frac{R^{\alpha+1} - r_0^{\alpha+1}}{(\alpha+1)R^{\alpha-1}}, & \alpha \neq -1 \\ R \ln \frac{R}{r_0}, & \alpha = -1 \end{cases},$$

где r_0 – радиус, на котором находится внутренний токоприёмник, $|\mathbf{B}|/c = |\nabla \times (\rho \mathbf{u})|$, знак «+» соответствует одной направленности векторов \mathbf{B} и $\boldsymbol{\omega}$, «-» – противоположной.

При отрицательном α важную роль начинает играть параметр r_0 .

В случае $r_0 = 0$ и $\alpha \neq -1$ формула для \mathcal{E}_J упрощается

$$\mathcal{E}_J = \pm \frac{|\boldsymbol{\omega}||\mathbf{B}|}{c} \frac{R^2}{\alpha+1}.$$

При $\alpha = 1$ данное выражение совпадает с формулами из [124, с. 548] и [93, с. 117].

Таким образом, эфирная трактовка даёт простое объяснение пропорциональности э.д.с. угловой скорости вращения $|\boldsymbol{\omega}|$ и величине магнитного поля $|\mathbf{B}| = c|\nabla \times (\rho \mathbf{u})|$. В формулу для э.д.с. также входит параметр α распределения скорости течения эфира \mathbf{V} по радиусу, который зависит от материала диска.

Результаты опытов с униполярными генераторами разных конструкций кратко подытожены в виде таблицы на ресурсе ru.wikipedia.org в разделе «Униполярный генератор» [127]. Появление э.д.с. как результата течения эфира объясняет без привлечения дискретной модели и теории относительности все опыты с подвижными и неподвижными частями генератора. В том числе и опыт, вызывающий наибольшую сложность при попытке его трактовки в рамках принятой в физике парадигмы, а

именно: наличие тока в неподвижной цепи при одновременном вращении диска и закреплённого вместе с ним магнита. В таком опыте в неподвижном состоянии э.д.с. нет, а во вращающемся есть, несмотря на то, что магнит и диск остаются неподвижными относительно друг друга и магнитный поток через замкнутый контур, с помощью которого регистрируется э.д.с., отсутствует. Инерцией электронов (центробежным эффектом) ток не объясняется, так как изменение направления вращения на противоположное меняет знак тока. Не объясняется ток и действием на электроны магнитной компоненты силы Лоренца, так как в поперечном к магнитному полю направлении электроны должны были бы «запираться», вращаясь по ларморовской окружности (магнитная ловушка). С точки зрения теории эфира, согласно (200), для возникновения э.д.с. важно лишь, чтобы в униполярном генераторе имелось движение эфира со скоростью \mathbf{V} и векторы \mathbf{V} и \mathbf{B} не были параллельны.

Эфир полностью исключён из современной физики. Поэтому отсутствие в ней ясного объяснения принципа работы униполярного генератора свидетельствует о том, что в этом устройстве основную роль играют именно эфирные эффекты. Такое положение побудило авторов совместно с коллегами сконструировать униполярный генератор и провести с ним ряд экспериментов. Результаты измерений подтвердили эфирный механизм работы униполярного генератора. Полученные данные показывают, что течение тока в униполярном генераторе нельзя объяснить движением электронов, см. п. 23.3.

Униполярный генератор может позволить оценить роль третьего «эфирного» члена в обобщённой силе Жуковского \mathbf{F}_V , если в (198) при анализе экспериментов использовать полное выражение для $d\mathbf{F}_V/d\tau$ из (121).

Анализ процессов в униполярном генераторе помогает понять причину появления электрического поля Земли (см. также п. 15.2, 22.2, 25). Если учесть, что Земля вращается в магнитном

поле, то, представив её в виде цилиндрических слоёв, насаженных на общую ось, получаем возникновение э.д.с. на поверхности каждого слоя.

Данное заключение означает, что электрические процессы, связанные с зарядением Земли, не обусловлены грозовой активностью, как это обычно предполагается (см., например: [28, с. 83]), а имеют более глубокую природу, которая требует дополнительного исследования (см. также с. 583). Математическая теория эфира предоставляет мощный инструмент для проведения такого исследования.

18.12. Эффект Холла. Постоянная Холла

Эффектом Холла называется возникновение поперечного электрического поля и разности потенциалов в металле или полупроводнике, по которым проходит электрический ток, при помещении их в магнитное поле, перпендикулярное к направлению тока [36, с. 462; 28, п. 98; 152, гл. 7].

В общепринятой сейчас физике эффект Холла объясняется движением свободных электронов. Однако это приводит к противоречию, см., например: [28, с. 418]: в одних металлах носителями тока должны выступать положительные заряды, а в других – отрицательные. Разрешение этого и других противоречий перекладывается на квантовую теорию [28, с. 418].

В эфирной интерпретации электрический ток является течением эфира, а возможное движение в нём заряженных частиц – вторичным сопутствующим эффектом. Покажем, что при таком понимании тока противоречий в объяснении эффекта Холла не возникает, а также не требуется привлечения сложной для интерпретации модели квантовой механики, использующей многочисленные постулаты и принципы.

По аналогии с [28, п. 98] рассмотрим тонкую проводящую ленту. Приложим перпендикулярно плоскости ленты магнитное

поле \mathbf{V} постоянной величины $|\mathbf{V}| = const$, но не обязательно постоянного направления. Этому полю соответствуют некоторые плотность и скорость эфира ρ и \mathbf{u} (20). Поток эфира при вхождении в ленту может существенно измениться из-за взаимодействия со структурными элементами материала ленты и создаваемым ими течением эфира. Обозначим $\tilde{\rho}$ и $\tilde{\mathbf{u}}$ плотность и скорость эфира, индуцированные внутри ленты приложенным извне полем \mathbf{V} .

Создадим в ленте ток с плотностью \mathbf{j} , $|\mathbf{j}| = const$. Направление \mathbf{j} , вообще говоря, может меняться. Согласно (127), наличие тока означает течение эфира с завихренной скоростью \mathbf{V} :

$$\mathbf{j} = k_{m,0} \mathbf{V}.$$

Мгновенное наложение скорости \mathbf{V} на $\tilde{\mathbf{u}}$ в элементе объёма $d\tau$ приводит к возникновению обобщённой силы Жуковского (121). В случае отсутствия внешних непотенциальных сил и доминирования скорости $\tilde{\mathbf{u}}$ над \mathbf{V} формула (121) принимает вид:

$$d\mathbf{F}_V = \mathbf{V} \times (\nabla \times (\tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{u}})) d\tau.$$

В направлении элемента длины $d\mathbf{l}$ сила $d\mathbf{F}_V$ создаёт давление (198)

$$dp_V = (\mathbf{V} \times (\nabla \times (\tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{u}}))) \cdot d\mathbf{l} = (\mathbf{j} \times (\nabla \times (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}))) \cdot d\mathbf{l}.$$

Учитывая связь разности давлений эфира с разностью потенциалов (75), имеем

$$d\varphi = \frac{1}{k_{m,0}} (\mathbf{j} \times (\nabla \times (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}))) \cdot d\mathbf{l}.$$

Введём единичный вектор в направлении тока \mathbf{j} : $\mathbf{i}_j \equiv \mathbf{j}/|\mathbf{j}|$. Проинтегрируем по кратчайшему отрезку, соединяющему края ленты. Получим разность потенциалов между краями. Воспользовавшись постоянством $|\mathbf{j}|$ и $|\mathbf{B}|$ и обозначив ширину ленты буквой a , запишем эту разность в виде

$$\varphi_2 - \varphi_1 = R|\mathbf{j}||\mathbf{B}|a, \quad (203)$$

$$R \equiv \frac{1}{k_{m,0}a} \int_a \left(\mathbf{i}_j \times \frac{\nabla \times (\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}})}{|\mathbf{B}|} \right) \cdot d\mathbf{l}. \quad (204)$$

Выражение (203) совпадает с известной формулой для разности потенциалов в эффекте Холла [28, с. 416]. Коэффициент R называется постоянной Холла.

Полученная эфирная трактовка эффекта Холла (203), (204) является логическим следствием уравнений эфира (4)–(6). В ней не требуется обязательного присутствия отрицательных или положительных зарядов в проводнике.

Эфирное представление постоянной Холла (204) можно переписать с использованием магнитного поля $\tilde{\mathbf{B}} = c\nabla \times (\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}})$, индуцированного в ленте приложенным извне полем \mathbf{B} :

$$R = \frac{1}{ck_{m,0}a} \int_a \left(\mathbf{i}_j \times \frac{\tilde{\mathbf{B}}}{|\mathbf{B}|} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

R может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от особенности течения эфира $\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}}$ в том или ином материале. Например, в п. 12.4 показано, что направление магнитного поля в проводнике может менять знак в зависимости от распределения в нём скорости эфира. Возможность изменения знака R снимает противоречивую трактовку эффекта Холла в физике

[28, с. 418], отказавшейся от понятия среды и заменившей течение эфира в проводнике движением свободных электронов.

В перспективе, когда будет построена эфирная теория атомарного строения твёрдых тел, формула (204) позволит рассчитывать R теоретически.

18.13. Электростатические эффекты

В п. 3 рассмотрены определение электрического заряда, свойства электростатического поля и электрического потенциала, их связь с параметрами эфира. Электростатическое поле выражается через градиент давления эфира (72). Этот факт позволяет дать наглядную интерпретацию электростатических эффектов и глубоко понять суть процессов, происходящих в электростатических устройствах.

В данном разделе рассматривается эфирная трактовка электростатических эффектов в основном на качественном уровне. Детальное количественное описание динамики поведения эфира внутри, на границе и вне объектов требует постановки математических задач для уравнений (4)–(6) с учётом атомарной структуры вещества, задания граничных и начальных условий и проведения численного моделирования. Изучение таких вопросов является одним из направлений дальнейших исследований.

Согласно результатам п. 3, для придания объекту (проводнику или диэлектрику) электрического заряда необходимо изменить внутри него или во внутренней части его приграничной области давление эфира. В соответствии с уравнением состояния (15), это можно сделать за счёт изменения скорости или плотности эфира. В конце п. 3 и в п. 23.9.1 на с. 503 показано, что отрицательный заряд объекта соответствует повышенному давлению эфира внутри него, а положительный – пониженному. Можно предположить, что аналогичная ситуация имеет место и в микромире на уровне электронов и протонов.

Частичное удержание давления эфира в объекте обеспечивается, по крайней мере, двумя эффектами: формированием из атомов и молекул поверхностного слоя с нарушенной регулярной структурой, например, у металлов, и ориентацией (поляризацией) сложных молекул, обладающих свойством диполя, например, в диэлектриках.

Опыт показывает возможность относительно длительного сохранения объектом сообщённого ему заряда при отсутствии внешнего воздействия. Это означает, что в таком случае изменение давления эфира в объекте (выравнивание с внешним давлением) является относительно медленным, квазистационарным процессом.

По аналогии с движением газа через малые отверстия в воздушном шаре или через сопла из резервуара естественно предположить, что при выходе за границу отрицательно заряженного объекта, имеющего повышенное давление, происходит ускорение течения эфира и скорость эфира падает с увеличением расстояния от объекта. Если при этом плотность эфира меняется слабо, то, согласно (15), (72), градиент давления во внешней к отрицательно заряженному объекту области направлен от объекта, а электрическое поле – к нему.

Соответственно, если около внешней стороны положительно заряженного объекта течение эфира тормозится при втекании в объект, то в этой области электрическое поле направлено от объекта.

Полученные из эфирной интерпретации направления электрического поля около положительно и отрицательно заряженного объекта совпадают с принятыми в физике [28, с. 19, 20].

Потенциал электрического поля есть давление эфира, см. формулу (74). Поэтому известная из электростатических опытов эквипотенциальность поверхности проводника [28, с. 79] в эфирной трактовке имеет наглядное объяснение как постоянство дав-

ления эфира на этой поверхности. Если бы давление было различным в разных местах поверхности, то, согласно (5), между ними возникло бы течение эфира, так как эфир может двигаться в проводнике, которое продолжалось бы до выравнивания давления, то есть до установления статического состояния, рассматриваемого в электростатике.

Возрастание электрического поля на участке поверхности проводника с большей по отношению к соседним участкам выпуклостью [28, с. 51; 32, с. 111] можно связать с разрежением в этом месте структурных элементов проводника. В результате протекание эфира облегчается, что, согласно (15), увеличивает в этой области градиент давления эфира.

Протекание эфира через вогнутый участок поверхности, наоборот, усложняется из-за локального повышения плотности материала проводника, появляющегося при такой деформации. На этом участке градиент давления эфира падает и соответственно падает электрическое поле (72).

Создание заряда при трении некоторых тел друг о друга можно интерпретировать как увеличение или уменьшение давления эфира в них. Передачу электрического заряда от одного объекта к другому при их контакте – как передачу давления эфира.

Закон сохранения электрических зарядов «алгебраическая сумма электрических зарядов в изолированной системе сохраняется постоянной» [36, с. 341] является следствием условия постоянства потока градиента давления эфира (77) установившегося течения эфира через поверхность S , ограничивающую изолированную систему.

Заряд регистрируется в эксперименте по наличию электростатического поля, то есть там, где присутствует течение эфира, имеющее градиент давления. При этом, согласно (5), эфир движется в сторону меньшего давления. Поэтому наведение индукционного заряда [28, с. 50] при внесении заряженного объекта в

электрическое поле можно объяснить возникновением разницы давления эфира в некоторой части этого объекта по сравнению с давлением эфира в электрическом поле.

Рассмотрим положительный заряд. Созданное им электрическое поле направлено от заряда. Поместим в это поле некоторый объект, слабо влияющий на имеющееся поле. Около ближайшей к заряду стороны этого объекта электрическое поле направлено в сторону объекта. Значит, градиент давления имеет противоположное направление (72). Тогда давление эфира при приближении снаружи к данной части поверхности объекта уменьшается. В результате на ближайшей к положительному заряду стороне давление внутри объекта оказывается больше, чем снаружи, что соответствует отрицательному заряду. На дальней от положительного заряда стороне объекта давление в поле этого заряда, наоборот, увеличивается при приближении к поверхности объекта. Давление внутри объекта оказывается меньше, чем снаружи, что соответствует положительному заряду.

Аналогично отрицательный заряд создаёт повышенное давление эфира около ближней к нему стороны объекта и пониженное на дальней. В результате на ближней стороне давление внутри объекта оказывается меньше, чем снаружи, а на дальней – больше. Возникают соответственно положительный и отрицательный заряды.

Из опыта известно, что заряд способен протекать по проводнику, например металлу. С эфирной точки зрения это означает, что в проводнике давление эфира может выравниваться. Поэтому в проводниках имеется дополнительный механизм формирования индукционного заряда.

Как уже обсуждено, положительный заряд внутри ближней к нему области проводника создаёт повышенное давление эфира. На границе этой области эфир начинает вытекать из проводника. Изнутри возникает подток к месту утечки. Поскольку течение

эфира через границу затруднено, то вблизи неё этот подток тормозится и давление повышается (в том числе, возможно, и за счёт изменения характерной плотности эфира в ρ_* (15)), наведённый отрицательный заряд усиливается. Подток эфира к области утечки приводит к оттоку эфира с дальней от заряда стороны проводника. На дальней стороне эфир начинает втекать в проводник, ускоряясь внутри него из-за трудной проницаемости границы, что приводит к падению давления с внутренней стороны границы и, соответственно, усилению наведённого положительного заряда.

Аналогичный эффект имеет место в поле отрицательного заряда, но на ближней к нему стороне проводника индуцируется положительный заряд, а на дальней – отрицательный.

Такое понимание поведения эфира при индукции заряда в проводнике соответствует эксперименту [28, с. 50], в котором в результате разъединения состоящего из двух цилиндров проводника в присутствии поля электрического заряда и затем удаления этого поля получают противоположно заряженные цилиндры.

Эфирный механизм притяжения и отталкивания заряженных объектов рассмотрен количественно в п. 16.1, 17.1. Качественно картину взаимодействия зарядов можно описать следующим образом. Градиенты давления эфира, созданные разноимёнными зарядами, направлены в области между ними в одну сторону. Их наложение усиливает течение и, согласно (15), снижает давление, которое оказывается меньше, чем около не обращённых друг к другу сторон зарядов, где течение слабее. В результате давление с внешних сторон подталкивает заряды друг к другу. Течение эфира между одноимёнными зарядами слабее, чем с их не обращённых друг к другу сторон, так как в этой области происходит наложение противоположно направленных градиентов давления. Увеличенное давление между одноимёнными зарядами расталкивает их в разные стороны.

Известное из эксперимента отсутствие электростатического поля внутри проводника с эфирной точки зрения (72) объясняется отсутствием в нём макроскопического движения эфира $\mathbf{u} \approx 0$ (за исключением границы, где $\mathbf{u} \neq 0$ в перпендикулярном к ней направлении), что приводит к постоянству давления эфира p внутри проводника, см. формулу (15). Вывод о постоянстве давления эфира в проводнике можно назвать эфирным аналогом закона Паскаля [15, с. 7]. Этот вывод является следствием закона сохранения импульса эфира (5). Поэтому эфирное обоснование отсутствия электростатического поля в проводнике является более убедительным, чем приятая в физике ссылка на неподвижность свободных электронов внутри проводника [34, п. 18; 28, с. 50].

Естественно предположить, что в проводнике существуют порождённые атомами микроскопические течения эфира, которые, как и в отдельно взятой элементарной частице или атоме, имеют характерную скорость \mathbf{u}_* порядка скорости света $|\mathbf{u}_*| = c$. Тогда из формулы (15) при $\mathbf{u} \approx 0$ можно сделать важный вывод: в отсутствие внешних источников изменение давления эфира в проводнике обусловлено изменением характерной плотности ρ_* структурных элементов эфира (ньютониев, см. п. 21.2). Иными словами, создание статического заряда в проводнике приводит к изменению плотности эфира в нём. Поэтому течение эфира через границу проводника может включать перенос ньютониев, а не только распространение возмущений по ним (как, например, звука по атомам металла).

Стремление проводника выровнять внутри себя давление эфира можно объяснить тем, что область повышенного или пониженного давления (например, с изменённой плотностью ньютониев) в микроскопическом течении эфира регулярной атомарной решётки является для этого течения инородным образованием, на которое действует сила, аналогичная архимедовой силе

[9, п. 26], см. также п. 23.5.1. Отсутствие резкой границы у данного образования приводит к его размещиванию.

В полости проводника нет источников или стоков эфира, поэтому поток эфира через внутреннюю границу проводника выравнивает давление эфира в полости с давлением эфира в толще проводника.

Попытки измерить толщину поверхностного слоя, в котором сосредоточен заряд проводника, показали, что она является очень малой [128, с. 77], см. также [28, с. 49]. Это обстоятельство говорит в пользу эфирного механизма проявления заряда в виде электрического поля как вектора, пропорционального градиенту давления эфира (72) около внешней стороны границы объекта, а не как результата изменения на ней числа свободных электронов.

Ещё раз подчеркнём, что детальное изучение протекания эфира через поверхность объекта и течения эфира внутри него требует построения эфирной модели объекта, в частности твёрдого тела, что является направлением дальнейших исследований.

Отсутствие электрического поля внутри проводника (не имеющего проявлений свойств диэлектрика) имеет большое фундаментальное значение. Например, на этом факте основано доказательство важных утверждений, составляющих теорему Фарадея [28, с. 53, 54; 32, с. 113–116]: «сумма индуцированных зарядов на внутренней поверхности проводящей оболочки равна и противоположна по знаку сумме зарядов, окружённых этой оболочкой», точнее, окружённых поверхностью, лежащей между внутренней и внешней границами оболочки; «кулоновское поле зарядов, окружённых проводящей оболочкой, и зарядов, индуцированных на её внутренней поверхности, равно нулю во всем внешнем пространстве».

Покажем, что факт отсутствия электрического поля внутри проводника приводит к противоречию в теории свободных электронов при описании электростатики системы проводников.

Из опыта известно, что заряд какого-либо из не контактирующих друг с другом проводников зависит от потенциалов всех проводников, участвующих в образовании электрического поля, см., например: [34, с. 72]. Такой вывод следует и из формулы (27.5) в [28, с. 105]

$$q_i = \sum_{j=1}^n C_{ij} \varphi_j, \quad i = 1, \dots, n,$$

где n – число не соединённых друг с другом проводников, q_i – заряд i -го проводника, φ_j – потенциал на его поверхности, C_{ij} – ёмкостные коэффициенты, определяемые только величиной, формой, расположением проводников и диэлектрической проницаемостью промежуточной среды (свойства и способы нахождения C_{ij} подробно обсуждены, например, в [32, с. 117–122]).

Согласно данной формуле, изменение потенциала φ_k поверхности одного из проводников влечёт изменение зарядов на других проводниках без прямого контакта между проводниками. При этом концентрация свободных электронов внутри проводников с номерами $i \neq k$ измениться не может, так как электростатическое поле в них равно нулю, а следовательно, должна быть равна нулю и плотность зарядов (28). Не может измениться число электронов и на их поверхностях, так как проводники не контактируют друг с другом (плотность заряда может перераспределиться по поверхности проводника в результате эффекта электростатической индукции, но это не меняет суммарного заряда поверхности). В электронной теории электростатики возникает противоречие: заряд q_i всего проводника изменяется бесконтактно, а число электронов в нём и на его поверхности не меняется.

Полученное противоречие означает, что теория свободных электронов в проводнике не применима к электростатике.

Кроме того, в п. 23.2.1 показано, что свободные электроны (если имеются) не могут образовывать в квазинейтральном проводнике скопления на масштабах, больших межатомных. Возникает ещё одно противоречие в теории свободных электронов: с одной стороны, считается, что их движение объясняет поляризацию проводника даже в относительно слабом электростатическом поле, с другой – в таком поле свободные электроны не могут смещаться на расстояния, большие межатомных.

Исторически законы электростатики открывались в парадигме существования эфира (см., например: [128]), пусть и не оформленной количественными соотношениями (4)–(6). Поэтому отмеченные существенные упущения теории свободных электронов либо не были вовремя замечены, либо замалчивались при навязывании парадигмы пустого пространства.

В эфирной трактовке электростатики данных противоречий не возникает, так как изменение потенциала на поверхности одного проводника означает изменение давления эфира в нём и в окружающей его области, что, по (4)–(6), приводит к изменению давления и градиента давления эфира около других проводников, а следовательно, и к изменению зарядов этих проводников.

Ввиду равенства (74), расчёт статического давления эфира системы проводников, давления в них и зарядов на них сводится к решению стандартных задач электростатики, см., например: [62, с. 396–401; 130, гл. IV].

Основными экспериментальными доказательствами постоянства потенциала (давления эфира) внутри проводника являются опыт с цилиндром Фарадея [128, с. 82–86; 28, с. 54; 34, с. 61] и опыты Кавендиша и Максвелла [34, п. 28 и с. 595–597].

Обсудим общепринятое толкование эксперимента с цилиндром Фарадея и дадим его эфирную трактовку. В этом эксперименте рассматривается полый цилиндр и маленький по сравнению с размерами цилиндра шарик. Шарик заряжается вдали от цилиндра и вносится в полость цилиндра. Измерения, описанные

в [128, с. 86], показывают, что на внешней стороне цилиндра наводится заряд, равный заряду шарика. Соприкосновение шариком с внутренней стенкой цилиндра не меняет заряд внешней стороны цилиндра [128, с. 86]. Извлечённый шарик оказывается незаряженным, то есть весь его заряд остаётся на цилиндре. Повторение перечисленных действий снова передаёт весь заряд шарика цилиндру. Извлечённый шарик опять оказывается незаряженным. Все точки на внешней поверхности, внутренней поверхности и в толще цилиндра имеют один и тот же потенциал [34, с. 460; 129, с. 73; 36, с. 357]. Утверждается, что многократное повторение таких операций может теоретически сообщить полному проводнику сколь угодно большой заряд [28, с. 54; 34, с. 61].

Интересно, что в физике фундаментальная проблема объяснения деталей механизма передачи заряда (или потенциала) в направлении от более низкого (по абсолютному значению), до которого заряжен маленький шарик, к значительно более высокому (по абсолютному значению) заряду (потенциалу) цилиндра через прикосновение шарика к внутренней границе цилиндра или вообще не рассматривается, или вынесена в задачи для самостоятельного решения, см., например: [131, задачи 34, 35, с. 9, 128; 132, с. 380; 133, задачи 24, 28, 41, 42; 134, задача 10.4, с. 47, 163; 28, с. 107, задачи 1 и 2; 34, п. 30].

Принятое в физике объяснение состоит в следующем. Шарик и цилиндр имеют заряд одного знака, и поэтому между ними действует кулоновская сила отталкивания. При сближении шарика с цилиндром и внесении в полость совершается работа против силы отталкивания, в результате которой маленький шарик заряжается потенциалом на величину, равную потенциалу цилиндра. На шарике внутри цилиндра оказывается избыточный потенциал, соответствующий исходному заряду шарика, см.

[131, задачи 34, 35, с. 9, 128]. Соприкосновение шарика с внутренней поверхностью цилиндра передаёт на внешнюю сторону цилиндра весь избыточный потенциал шарика.

Однако механизм возрастания потенциала шарика при совершении работы в физике не разъясняется. Кроме того, как уже отмечено, электронная теория электростатики не объясняет рост величины заряда пробного шарика $|q|$ с ростом его потенциала $|\varphi|$ при приближении к цилиндру, так как число электронов в шарике не меняется.

В эфирном подходе проблемы интерпретации эксперимента с цилиндром Фарадея не возникает. Потенциал есть давление эфира (74). Поэтому работа против давления (течения эфира), созданного цилиндром, идёт на приращение давления эфира внутри шарика: насильственное перемещение шарика в потоке эфира вызывает усиление течения через его частично проницаемую границу. Поверхность проводника способна длительное время удерживать давление эфира, поэтому исходное давление в шарике не теряется. В полости цилиндра шарик оказывается с давлением, отличающимся от давления в цилиндре на величину порядка исходного давления в шарике (а, согласно (184), значит, и с изменённым зарядом). Соприкосновение шарика с внутренней стенкой цилиндра приводит к выравниванию давлений, то есть к возрастанию давления в цилиндре. Так как давление эфира в проводнике постоянно, то давление (потенциал) на поверхности цилиндра также возрастает. Изменение давления в цилиндре усиливает течение эфира через его границу, возрастает градиент давления, то есть электрическое поле, что интерпретируется наблюдателем как возникновение дополнительного заряда на цилиндре. При вытаскивании шарика из цилиндра работа совершается в обратном направлении и идёт на изменение давления эфира в шарике, в результате чего всё остаточное после соприкосновения давление в шарике теряется вдали от цилиндра и шарик оказывается незаряженным.

18.14. Электростатические устройства

Согласно п. 18.13, в основе электростатических эффектов лежит частичное удержание давления эфира объектами, способность проводников выравнивать давление эфира внутри себя и проявление разности давлений эфира. Эти эффекты используются в технических устройствах для превращения механического движения в давление эфира (электростатическое поле), например в генераторе Ван-де-Граафа [28, с. 55; 34, с. 61, 62; 129, с.74], а также в электрофорной машине (электрофоре) [ru.wikipedia.org/wiki/Электрофорная_машина], и в устройствах для создания механического движения с помощью давления эфира таких, например, как колесо Франклина или коловрат [28, с. 52], электрический ротор [28, с. 52], асимметричный конденсатор (лифтер) [ru.wikipedia.org/wiki/Лифтер], маятник в конденсаторе.

В большей части учебной литературы по физике принципы работы электростатических устройств описаны крайне скромно, что связано, видимо, с проблемой их объяснения с помощью теории свободных электронов в проводниках. Более того, для ясного описания сути процессов электронная теория вынуждена опираться на интуитивно понятную эфирную терминологию, например: «передача, перетекание, выталкивание, наведение заряда», «заряженный до потенциала», «утечка электричества» и т. п.

Остановимся кратко на эфирной интерпретации механизмов работы перечисленных устройств.

Принцип работы генератора Ван-де-Граафа [28, с. 55] основан на эксперименте с цилиндром Фарадея, который подробно рассмотрен в конце п. 18.13. В эфирной трактовке, в отличие от электронной, принцип работы генератора является простым и наглядным и заключается в создании небольшими порциями значительного давления в полом проводнике.

Электрофорная машина широко используется во многих демонстрационных экспериментах для получения электростатического поля высокой напряжённости. Однако описание механизма её работы не встречается в основной литературе, рекомендованной для обучения студентов по физическим специальностям. Принцип действия электрофора использует возрастание разности давлений эфира (потенциалов) при увеличении расстояния между разноимёнными зарядами. Это свойство следует из формулы (185): $p_2 - p_1$ растёт с уменьшением C при $q_\sigma \approx const$.

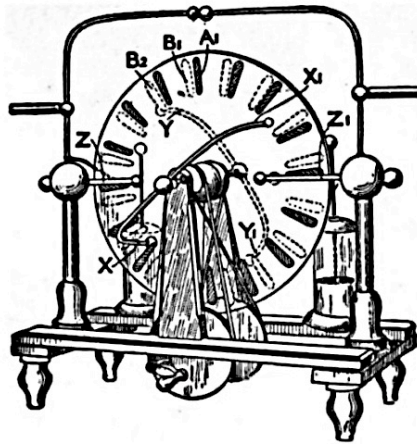


Рис. 6. Схема электрофорной машины.

Рассмотрим подробно эфирную интерпретацию работы электрофора. Пара обращённых друг к другу проводящих секторов A_1 и B_1 на дисках A и B электрофора образует конденсатор, см. рис. 6 [ru.wikipedia.org/wiki/Электрофорная_машина].

На секторах присутствует небольшая начальная разность давлений эфира (потенциалов) из-за наличия в воздухе положительно и отрицательно заряженных ионов (см. приложение 6). Диски электрофора вращаются в разные стороны. Расстояние между секторами A_1 и B_1 увеличивается. В результате ёмкость

рассмотренного конденсатора A_1B_1 падает. Тогда, согласно (185), разность давлений эфира между секторами A_1 и B_1 при слабо меняющемся заряде (приращениях давления внутри A_1 и B_1) возрастает. В этот момент один из секторов, например A_1 , раздвинутого конденсатора A_1B_1 оказывается напротив сектора B_2 диска B , который замкнут проводником с сектором Y_1 , лежащим на B по диагонали. Возросшее в конденсаторе A_1B_1 давление индуцирует в замкнутых секторах B_2 и Y_1 противоположные по знаку приращения давления эфира (потенциалы), усиливая в каждом из них уже имеющееся приращение давления (заряжаются). Двигаясь далее, сектор A_1 касается щётки Z внешней цепи и частично сбрасывает давление эфира (разряжается). Затем сектор A_1 попадает на замыкающий с сектором X_1 диагональный проводник диска A . Сектора A_1 и X_1 получают индуцированное давление (заряжаются) по аналогии с секторами B_1 и Y_1 . На этот раз приращение давления в A_1 имеет противоположный знак. Таким образом, диск A переносит на одной половине секторов приращение давления определённого знака, а на другой – противоположного. Аналогично для секторов диска B . Сектора диска B разряжаются на щётку Z_1 второго контура внешней цепи.

Биение маятника между обкладками конденсатора объясняется возникновением индуцированного приращения давления эфира разного знака в его сторонах, притяжением по закону Кулона к ближайшей обкладке, получением от неё заряда, притяжением к противоположно заряженной обкладке, перезарядкой на ней и т. д.

Вращение коловрата и электрического ротора, парение лифтера на воздухе связываются с возникновением так называемого ионного (или электрического) ветра. Данные явления объясняются ионизацией атомов воздуха около острых и резких граней при напряжениях ~ 20 [кВ]. Вблизи острия или тонкого электрода напряжённость электрического поля усиливается [34, п.

29]. В результате возникает ионизация атомов воздуха, см. подробности в приложении 7. Полученные ионы начинают отталкиваться по закону Кулона от ионизовавшего их электрода. Создаваемого количества движения оказывается достаточно для вращения коловрата, электрического ротора и поднятия в воздух лифтера. Большого ускорения ионов в коловрате или роторе достигают установкой рядом шара, подключённого к противоположному электроду. В лифтере второй электрод выполняют из широкой фольги, на которой ионизация менее интенсивна, см., например, видео [www.youtube.com/watch?v=vzZy1Aqleno&t=9s] об особенностях изготовления лифтера.

Проведение исчерпывающих научных исследований требует получения ответа на вопрос, сохраняется ли движение коловрата, электрического ротора и лифтера в глубоком вакууме, где отсутствует газ и, соответственно, нет эффекта ионизации, а также на вопрос, стекает ли заряд с объекта в вакууме. Движение эфира обладает импульсом (5), поэтому положительные ответы на эти вопросы подтверждают его существование. Также интересно было бы повторить в вакууме эксперимент об исследовании места нахождения заряда в конденсаторе, см., например: [www.youtube.com/watch?v=PCaeбjRw6Jg], [www.youtube.com/watch?v=nQ-En3vWKsE] и другие видеоролики на эту тему.

К большому удивлению, никаких достоверных сведений в научной литературе о серьёзном изучении данных вопросов найти не удалось. При том, что наверняка опыты в вакууме должны были неоднократно проводиться для реализации методологии физики, обобщающей экспериментальные факты. Возникает подозрение, что эфирные эффекты наблюдались, но не публиковались в научной литературе из-за противоречия релятивистской парадигме пустого пространства.

Выполненные нами вместе с коллегами эксперименты и найденные в Интернете сведения об аналогичных опытах показывают, что движение в вакууме имеет место, см. п. 23.9.4,

23.9.5. Это в сочетании с множеством других экспериментальных фактов, собранных в п. 23, подтверждает существование эфира и эфирный механизм электростатических эффектов.

18.15. Удержание плазмы в тороидальных ловушках. Обобщение математических моделей плазмы

В тороидальной плазме развивается большое количество процессов с различными характерными временами [135]. В близком к стационарному режиме происходит постепенный переход одного квазиравновесного состояния плазмы в другое, вызванный самосогласованным взаимодействием плазмы и магнитного и электрического полей. С одной стороны, различные процессы в плазме изменяют газокинетическое давление и ток, что приводит к перестроению электромагнитного поля. С другой стороны, электромагнитное поле само влияет на эволюцию процессов в плазме.

С эфирной точки зрения имеет место самосогласованное взаимодействие заряженных частиц плазмы с эфиром, представляемым в форме магнитного и электрического полей (20), (21).

Разработка адекватных моделей эволюции плазмы крайне важна. Такие модели и соответствующие им численные коды позволяют количественно изучать изменение свойств плазмы с течением времени, оптимизировать режимы удержания плазмы, исследовать процессы переноса частиц и тепла, рассчитывать генерацию тока в плазме индукционными и неиндукционными способами, решать задачи об эффективном производстве энергии с использованием реакций синтеза изотопов водорода [www.iter.org].

Сейчас в наиболее общем виде самосогласованная задача эволюции равновесия тороидальной плазмы описывается тремя группами уравнений: уравнениями Максвелла, уравнением рав-

новесия и системой кинетических уравнений для функций распределения каждого сорта частиц плазмы [57, 58, п. 1.1]. По функциям распределения рассчитываются плотность заряда и плотность тока, входящие в уравнения Максвелла.

В п. 2.2 отмечено, что вместо решения системы из восьми уравнений Максвелла для определения двух векторных функций \mathbf{V} и \mathbf{E} более эффективным подходом является решение четырёх уравнений эфира (22), (23) относительно скалярной функции ρ и векторной функции \mathbf{u} и уже по ним вычисление полей \mathbf{V} и \mathbf{E} (20), (21). Такой подход повысит общность модели тороидальной плазмы и, возможно, позволит понять необъяснённые явления.

В настоящее время радиальный поток энергии в тороидальной плазме считается аномально большим, то есть не находит объяснения в физике. Возможно, учёт энергии радиального потока эфира решит эту фундаментальную проблему.

В тороидальной плазме при некоторых условиях наблюдается практически мгновенный перенос её свойств из центра на периферию. В физике механизм такого явления не объясняется. В теории эфира его можно трактовать как возникновение радиального движения эфира к периферии, которое из-за малого размера ньютониев не испытывает особых препятствий при прохождении через вещество плазмы.

Ещё одной фундаментальной проблемой удержания плазмы в форме тора является объяснение механизмов возникновения в ней неустойчивостей. Не исключено, что многие из них обусловлены появлением неустойчивого течения эфира.

Например, плазме практически всех токамаков присущи так называемые пилообразные колебания, происходящие обычно в её центре и приводящие к перемешиванию плазмы в этой области. Данный процесс является нежелательным, так как приводит к охлаждению центральной области плазмы, а в худших случаях – к срыву разряда. Экспериментальное и теоретическое изучение

пилообразных колебаний началось достаточно давно и продолжается в настоящее время, см., например: [136–138]. Предложено множество моделей пилообразных колебаний [137]. Однако до сих пор механизм их возникновения не ясен.

С эфирных позиций пилообразные колебания плазмы могут иметь следующее объяснение. Радиальное электрическое поле в типичных разрядах направлено к центру плазмы, см., например: [57, 58, п. 1.2.16, 4.1.2]. Согласно (72), это означает, что градиент давления эфира направлен наружу, а в соответствии с (6), поток эфира движется к центру плазмы. В условиях невозможности неограниченного равномерного сжатия эфира периодически происходит его выплёскивание из центральной области.

Эфирным механизмом можно объяснить и образование на краю плазмы так называемых Edge Localized Modes (ELM). Суть ELM состоит в возникновении на границе сильно сжатого плазменного шнура локального выпучивания, которое разрастается и лопаётся, см., например, литературу в обзоре [ru.wikipedia.org/wiki/Международный_экспериментальный_термоядерный_реактор]. В результате перегревается стенка реактора, происходит её повышенный износ, а плазма охлаждается и засоряется примесями.

В разрядах с улучшенным удержанием плазмы на её границе обычно имеется резкое локальное изменение величины радиального электрического поля. В эфирной трактовке это означает резкое изменение градиента давления эфира. Резкий градиент давления эфира препятствует протеканию эфира в плазму или из неё. Происходит локальное накопление эфира, обуславливающее выпучивание плазмы. Следует подчеркнуть, что в образовании локального всплеска градиента давления могут давать вклад скапливающиеся в ней заряженные частицы, так как, согласно (66), они также участвуют в формировании потока эфира, как и внешние к плазме источники.

Теория удержания плазмы основана на уравнении равновесия. В классической форме оно выражает баланс между плотностью силы магнитного давления и газокINETического давления в установившемся режиме [57, 58, п. 1.1]

$$\frac{\mathbf{j}}{c} \times \mathbf{B} = \nabla p_{\text{пл}},$$

где $p_{\text{пл}}$ – газокINETическое давление плазмы.

Возможно, в более общем случае баланс сил в состоящей из заряженных частиц среде должен учитывать градиент давления эфира (потенциала (74))

$$\frac{\mathbf{j}}{c} \times \mathbf{B} = \nabla p_{\text{пл}} + \nabla p, \quad (205)$$

так как поток эфира оказывает заметное влияние именно на заряженные частицы, например, в виде силы Лоренца (168).

С учётом формулы (72) обобщённое уравнение равновесия (205) можно записать в терминах электрического поля \mathbf{E} (21), связанного с потоком эфира,

$$k_{m,0} \mathbf{E} + \frac{\mathbf{j}}{c} \times \mathbf{B} = \nabla p_{\text{пл}}.$$

Представляя плотность тока через скорость эфира (127), приходим к формуле

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{\nabla p_{\text{пл}}}{k_{,0}},$$

которая позволяет дать обобщённому уравнению баланса плотности сил в плазме (205) эфирную интерпретацию как равенства

поля силы Лоренца (25) полю силы газокинетического давления плазмы.

Изучение представленных обобщений модели тороидальной плазмы следует начать с исследования значимости эфирных эффектов. В частности, надо понять, является ли создаваемое токами в катушках течение эфира замкнутым в некотором объёме, и выяснить, какое влияние на него оказывает движение заряженных частиц.

19. Интерпретация магнитных явлений

Магнитом называют объект, обладающим собственным магнитным полем. В физике считается, что магнитное поле магнита при отсутствии электрического тока возбуждается вращением и движением заряженных частиц в атомах (см., например: [28, с. 242]). Такое магнитное поле описывают введением понятия молекулярных токов. Макроскопическое проявление молекулярных токов называют токами намагничивания [28, с. 243].

На макроуровне в магните наблюдаются домены – макроскопические области, в каждой из которых течёт ток намагничивания со своей ориентацией. Домен обычно характеризуют вектором намагничивания, представляющим средний магнитный момент единицы объёма домена, создаваемый током намагничивания.

С точки зрения механики сплошной среды ток намагничивания есть завихренный поток эфира (125), создаваемый некоторыми источниками. Отличие от обычной трактовки состоит в том, что ток намагничивания соответствует не токам, циркулирующим в атомах вещества [28, с. 243], а завихренному потоку эфира, созданному атомами вещества или внешним воздействием. В частности, ток намагничивания в эфирной интерпретации не обязательно должен быть локализован в области нахождения заряженной частицы или атома.

Таким образом, в эфирной трактовке электрические токи в проводниках и токи намагничивания в магнитах имеют единую природу, состоящую в движении завихренного потока эфира (125).

В физике намагничивание ферромагнетика, помещённого во внешнее магнитное поле, связывается с изменением разнонаправленной ориентации векторов намагничивания доменов на однонаправленную. С точки зрения механики сплошной среды можно предположить и наличие второго механизма намагничивания – создание внешним магнитным полем (внешним потоком эфира) в ферромагнетике токов намагничивания (завихренных потоков эфира в доменах), которые долго не затухают, благодаря внутренней структуре ферромагнетика. В таком механизме магнетизм постоянного магнита можно рассматривать как проявление эффекта сверхпроводимости на уровне электрических токов в доменах.

Эфирная интерпретация токов намагничивания позволяет дать ясное толкование явлений, связанных с постоянными магнитами, и использовать уравнения (4)–(6) или (22), (23) для детального количественного изучения их свойств. Во многих случаях опыты с постоянными магнитами могут быть интерпретированы как непосредственное силовое воздействие эфира, обусловленное наличием градиента давления.

19.1. Поток эфира, создаваемый доменом

Исследуем поток эфира, создаваемый доменом, на простом примере. Рассмотрим случай, когда в домене течёт кольцевой ток намагничивания. Такой ток на оси кольца создаёт магнитное поле (см., например: [28, с. 218]),

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi a^2 I}{c(a^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{i}_z,$$

где \mathbf{i}_z – единичный базисный вектор цилиндрической системы координат (R, φ, z) с осью z , совпадающей с осью кольца, a – радиус кольца, I – полный ток намагничивания в кольце, $(a^2 + z^2)^{1/2}$ – расстояния от точки на кольце до точки на оси z .

Эфирная трактовка электрического тока позволяет установить интересное свойство магнитного поля на оси кольцевого тока. Согласно (127), имеем $I = k_{m,0}uS = k_{m,0}\omega aS$, где $u = \omega a$ – скорость эфира в электрическом токе, ω – угловая скорость течения эфира, S – площадь поперечного сечения тока. Поэтому

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{m,0}}{c} \omega S \mathbf{i}_z, \quad (206)$$

что означает независимость магнитного поля на оси кольцевого тока от радиуса кольца при постоянных S и ω . Таким образом, кольцевые токи разного радиуса при постоянных S и ω генерируют на оси одно и то же магнитное поле.

В точках вне оси z выражение для \mathbf{B} имеет сложный вид, поэтому вычислим здесь плотность и скорость эфира вблизи оси z .

Из определения магнитного поля (20) для плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$ вблизи оси z имеем

$$\nabla \times (\rho\mathbf{u}) = \frac{2\pi a^2 I}{c^2 (a^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{i}_z. \quad (207)$$

Будем искать магнитный поток эфира, для которого $\mathbf{E} = 0$ (см. п. 15.3). Второе уравнение в системе (162) даёт

$$\rho\mathbf{u}^2 = C_1.$$

Подставляя это выражение в третье уравнение системы (162), находим

$$|\mathbf{u}|\nabla\left(\frac{1}{|\mathbf{u}|}\right) - \mathbf{u} \times \nabla \times \left(\frac{\mathbf{u}}{u^2}\right) = 0.$$

Одно из решений данного уравнения

$$\mathbf{u} = \frac{C_2 \sin \varphi}{R \cos \varphi} \mathbf{i}_R + \frac{C_2}{R} \mathbf{i}_\varphi,$$

$$\rho = \frac{C_1}{C_2^2} R^2 (\cos \varphi)^2,$$

где $C_1 > 0$, C_2 – произвольные константы. Величина плотности такого потока эфира $\rho|\mathbf{u}|$ всегда ограничена. При рассмотрении $|\mathbf{u}|$ отдельно от плотности ρ следует учитывать свойства эфирной среды в отсутствие внешних воздействий: $|\mathbf{u}| \leq c$.

Условие (207), содержащее три уравнения, даёт

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{2\pi a^2 I}{c^2 (a^2 + z^2)^{3/2}},$$

что выполнено для $z^2 \ll a^2$.

Найденное решение \mathbf{u} и ρ описывает движение эфира около оси z , так как уравнение (207) справедливо именно для \mathbf{B} на оси z . Отметим, что скорость эфира \mathbf{u} вблизи оси кольцевого тока не имеет компоненту вдоль этой оси. Кроме того, на оси отсутствует градиент давления $\nabla p = -\nabla(\rho u^2) = 0$.

Для поиска \mathbf{u} и ρ во всех точках пространства необходимо численное решение исходной системы уравнений (4)–(6) или (22), (23).

В более приближенной к реальности постановке задачи о создаваемом доменом потоке эфира необходимо точно учитывать его геометрию, а также принимать во внимание условия на границах домена и возможные внешние воздействия.

Наличие скорости эфира вокруг доменов позволяет раскрыть суть многих явлений, связанных с силовым воздействием постоянных магнитов.

19.2. Магнит и ферромагнитный материал

Рассмотрим магнитное поле постоянного магнита. В соответствии с представлениями классической физики, силовые линии магнитного поля начинаются и заканчиваются на полюсах магнита. Для определённости будем считать, что силовые линии начинаются на северном полюсе магнита и заканчиваются на его южном полюсе.

Эффекты, возникающие вокруг постоянного магнита, следует отнести к макроуровневым, так как они происходят на расстояниях много больших не только атомарных процессов, но и характерного размера доменов. Поэтому в уравнении движения эфира (4)–(6) присутствует, вообще говоря, ненулевая правая часть, в том числе градиент давления.

В общем случае требуется численное решение уравнений (4)–(6) или (22), (23) с соответствующими правыми частями, граничными и начальными условиями.

Получим приближённые оценки, предполагая, что в сумме домены на относительно больших расстояниях слабо возмущают плотность эфира вокруг магнита

$$\rho \approx \rho_0 = \text{const.}$$

В таком случае макроуровневое уравнение движения эфира совпадает с гидродинамическим уравнением движения несжимаемой невязкой жидкости. Отличие лишь в уравнении состояния (15), где в плотности кинетической энергии отсутствует множитель $1/2$. Поэтому с учётом данного отличия можно непосредственно использовать известные гидродинамические аналогии.

Подчеркнём ещё раз, что гидродинамическая трактовка электромагнитных процессов общепринята в механике сплошной среды. Магнитные явления обычно изучаются с помощью введения векторного потенциала \mathbf{A} . В теории эфира такой подход находит простое объяснение, так как в эфирной интерпретации \mathbf{A} есть вектор плотности энергии $\mathbf{A} = c\rho\mathbf{u}$ (см. п. 2.3). То есть введение в физику векторного потенциала \mathbf{A} означает изучение магнитного поля с помощью плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$.

Основным свойством постоянных магнитов является эффект их силового воздействия друг на друга и на ферромагнетики: притяжение разноимённых полюсов, отталкивание одноимённых, притяжение ферромагнетиков, например объектов из железа.

В гидродинамическом толковании такие эффекты могут возникать в результате различия давлений вокруг того или иного объекта. Тогда эффект силового воздействия магнита в эфирной трактовке можно объяснить появлением области с пониженным или повышенным давлением эфира по сравнению с давлением эфира в невозмущённом состоянии.

В механике сплошной среды при получении оценок часто в качестве уравнения состояния рассматривается интеграл Бернулли [9, с. 96; 10, с. 111]. Здесь мы проведём рассуждения на основе уравнения состояния (15) при $\Pi = 0$, которое формально отличается от интеграла Бернулли отсутствием множителя $1/2$

$$\rho_m \mathbf{u}^2 + p = \rho_* \mathbf{u}_*^2 \quad (208)$$

и, кроме того, выполнено во всех точках среды, а не только на траектории (см. п. 14). Здесь ρ_m – плотность эфира в механических единицах (см. п. 1.1 и 20.1).

В рассматриваемых условиях $\rho_m \approx \rho_{m,0}$, где $\rho_{m,0}$ – плотность невозмущённого эфира. Поэтому, согласно уравнению

(208), области различных давлений эфира возникают при изменении скорости его движения.

В классической физике предполагается, что магнитное поле вокруг постоянного магнита обусловлено находящимися внутри него доменами. Как уже отмечено, в эфирной трактовке магнитного поля (20) эти домены создают плотность потока эфира, имеющую завихренность, то есть имеющую ненулевой ротор. В результате притягивание или отталкивание постоянных магнитов можно объяснить возникновением градиента давления эфира за счёт увеличения или уменьшения скорости эфира между ними. А притягивание магнитами ферромагнетиков – возникновением градиента давления эфира за счёт создания ориентации течения эфира в доменах ферромагнетика, изменяющей приложенное магнитное поле, то есть поле скоростей эфира. Парадокс Даламбера (см., например: [9, с. 290; 15, с. 194]) здесь не возникает, так как рассматриваемый поток эфира является вихревым.

Оценим количественно эфирный механизм силового магнитного воздействия на примере притяжения незакрепленного магнита в форме прямоугольного параллелепипеда к неподвижной бесконечной стенке, сделанной из ферромагнетика и имеющей большую толщину. Рассмотрим случай отсутствия в окружающей магнит среде газа и внешних сил. Расположим магнит перпендикулярно стенке на достаточно близком расстоянии, при котором магнитное поле \mathbf{B}_0 между стенкой и магнитом можно считать постоянным (см. рис. 7). Пусть для определённости ближайший к стенке полюс магнита является северным.

Как отмечено выше, скорость движения эфира из северного полюса магнита на стенку изменяется за счёт переориентации доменов в стенке. Поток эфира, входящий в южный полюс магнита, также меняется, так как линии тока эфира (силовые линии магнитного поля) теперь заканчиваются, в основном, на стенке, а стенка является бесконечной и не создаёт поток эфира (силовых линий магнитного поля), заходящий в южный полюс. Будем

считать, что скорость эфира между стенкой и магнитом много больше скорости эфира около южного полюса (такое поведение можно объяснить, например, уменьшением диаметра потока эфира между магнитом и стенкой при том же расходе), то есть что давление эфира вблизи южного полюса слабо возмущено. Тогда, согласно (208),

$$\rho_{m,0} \mathbf{u}^2 + p = p_0, \quad (209)$$

где \mathbf{u} и p – скорость и давление эфира между магнитом и стенкой, p_0 – давление эфира на бесконечности.

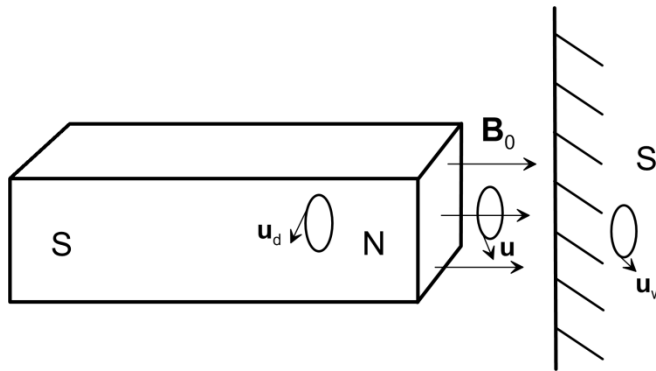


Рис. 7. Схема взаимодействия магнита с ферромагнитной стенкой; \mathbf{u}_d – скорость эфира в одном из доменов магнита, \mathbf{u}_w – в одном из доменов стенки, \mathbf{u} – скорость, соответствующая магнитному полю \mathbf{B}_0 ; замкнутые линии показывают линии тока эфира.

Таким образом, скорость установившегося движения эфира между магнитом и стенкой определяется разностью давления невозмущенного эфира и давления эфира между ними. Разность давлений завихренного потока эфира воздействует на течение

эфира в доменных токах магнита. Доменные токи ограничены окружающим веществом, поэтому магнит перемещается вместе с доменными токами. Магнит оказывается в условиях, аналогичных движению поршня под действием разности давлений.

Формула (209) позволяет оценить скорость притягивания магнита, если принять, что скорость его установившегося движения \mathbf{u}_{mgn} совпадает со скоростью движения эфира \mathbf{u} между магнитом и стенкой

$$\mathbf{u}_{mgn} \approx \mathbf{u}. \quad (210)$$

Перейдём к оценке разности давлений $p_0 - p$. Предположим, что домены в магните и стенке создают течение эфира между магнитом и стенкой в виде набора цилиндрических круглых вихрей с постоянной завихренностью.

Представление о силовых линиях магнитного поля как о вихревых нитях давно известно в физике [86, с. 286]. Более того, опытным данным о силовых линиях магнитного поля соответствуют свойства вихревых трубок (следствия второй теоремы Гельмгольца) [9, с. 50, 90, 162; 14, с. 367; 15, с. 300; 139, с. 47]: вихревые трубки не могут заканчиваться внутри среды – они либо замыкаются на себя, либо опираются на свободную поверхность среды или твёрдые стенки, либо уходят в бесконечность.

Поле скоростей несжимаемого флюида внутри и вне установившегося цилиндрического вихря конечного радиуса (круглый вихрь) рассчитано, например, в [15, с. 296–298, формулы (27.31), (27.32)]. В описанном там подходе линейная скорость вихря вычисляется по заданной угловой скорости с помощью закона Био – Савара [15, с. 284, 293, 296], то есть исходя только из кинематических соображений. Однако для полноценного описания эфирного вихря требуется ещё, чтобы найденная скорость обращала в тождество уравнения неразрывности и движения.

Уравнение неразрывности выполнено внутри и вне круглого вихря, так как скорость имеет лишь азимутальную компоненту, которая зависит только от радиуса.

В модели несжимаемой среды для удовлетворения уравнению движения предполагается, что внутри и вне круглого вихря течение с найденным из кинематических соображений полем скоростей обеспечивается внешним давлением [15, с. 298]. То есть в уравнении движения плотность силы подбирается так, чтобы обратить его в тождество при подстановке известной скорости.

В результате давление внутри и вне круглого вихря в несжимаемой среде даётся формулами (28.2), (28.3) в [15, с. 298, 299].

В модели сжимаемой среды давление, требуемое для поддержания установившегося течения в вихре, может обеспечить соответствующее распределение плотности среды по радиусу.

Действуя в рамках модели круглого вихря в несжимаемой среде [15, с. 296–300], предположим, что в эфирном круглом вихре внешнее давление обеспечивает то же распределение давления в вихре, что и рассчитанное в [15, с. 298, 299]:

$$p = \begin{cases} p_0 - \rho_{m,0} \omega^2 a^2 + \frac{\rho_{m,0} \omega^2 r^2}{2}, & r \leq a \\ p_0 - \frac{\rho_{m,0} \omega^2 a^4}{2r^2}, & r > a \end{cases}, \quad (211)$$

где a – радиус вихря (ядра вихря), ω – угловая скорость вихря, r – расстояние от центра вихря.

Согласно (20), вклад в величину магнитного поля при $\rho = const$ даёт только вихревая компонента скорости эфира \mathbf{u} . Вне круглого вихря скорость не имеет завихренности $\nabla \times \mathbf{u} = 0$. Поэтому в модели магнитного поля как набора круглых вихрей в несжимаемой среде с полем скоростей [15, формулы (27.31), (27.32)] магнитное поле не равно нулю только внутри круглого

вихря. Однако такая дискретность незаметна в объёме, значительно превосходящем объём домена, так как число доменов велико и их размер мал, а значит, плотность создаваемых доменами круглых вихрей высока.

Будем считать, что влияние на давление внутри вихря со стороны других вихрей мало. Для оценки порядка величин возьмём в качестве давления эфира между стенкой и магнитом некоторое среднее давление в вихре, например, при $r = a$:

$$p = p_0 - \frac{\rho_{m,0} \omega^2 a^2}{2}. \quad (212)$$

Исключая $p_0 - p$ из формул (209), (212), получаем

$$\rho_{m,0} \mathbf{u}^2 = \frac{\rho_{m,0} \omega^2 a^2}{2}.$$

Угловая скорость ω выражается через величину магнитного поля и плотность эфира в электромагнитных единицах ρ_0 с помощью формулы (20)

$$|\omega| \equiv \frac{1}{2} |\nabla \times \mathbf{u}| = \frac{|c \nabla \times (\rho_0 \mathbf{u})|}{2c\rho_0} = \frac{|\mathbf{B}_0|}{2c\rho_0}.$$

Здесь используется система единиц СГС и абсолютная гауссова система для измерения электромагнитных величин.

Тогда

$$\rho_{m,0} \mathbf{u}^2 = \frac{\rho_{m,0} a^2}{2} \left(\frac{|\mathbf{B}_0|}{2c\rho_0} \right)^2,$$

$$|\mathbf{u}| = \frac{a |\mathbf{B}_0|}{2\sqrt{2}c\rho_0}.$$

В рассматриваемой модели магнитного поля вихрь создаётся магнитным доменом. Поэтому радиус вихря a определяется радиусом домена. Диапазон размеров магнитных доменов приведён, например, в обзоре [en.wikipedia.org/wiki/Magnetic_domain] и составляет 10^{-2} – 10^{-4} [см]. Однако радиус вихря можно оценить и непосредственно по расстоянию между линиями расположения железных опилок, если предположить, что они концентрируются в местах наименьшего давления (в центре) вихря [en.wikipedia.org/wiki/Magnetic_domain]. Для оценки порядка величин в качестве радиуса вихря, создаваемого доменом, возьмём некоторую среднюю величину

$$a \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ [см]}.$$

Тогда при скорости света $c = 2.9979 \cdot 10^{10}$ [см/с] и невозмущённой плотности эфира (221) получаем в поле $|\mathbf{B}_0| = 5 \cdot 10^3$ [Гс] следующую оценку для скорости эфира $|\mathbf{u}|$ между магнитом и стенкой

$$|\mathbf{u}| \approx 400 \text{ [см/с]}.$$

Кинетическое давление магнита p_{mgn} (плотность энергии), имеющего плотность ρ_{mgn} и скорость u_{mgn} , есть

$$p_{mgn} = \frac{\rho_{mgn} \mathbf{u}_{mgn}^2}{2}.$$

Здесь плотность кинетической энергии магнита понимается в обычном (не импульсном, п. 1.4) смысле как плотность работы силы по его перемещению из одной точки в другую.

Для плотности железа $\rho_{mgn} \approx 7.9$ [г/см³] и скорости $|\mathbf{u}_{mgn}| \approx |\mathbf{u}| \approx 400$ [см/с] получаем $p_{mgn} \approx 0.6 \cdot 10^6$ [дин/см²] $\approx 0.6 \cdot$

10^5 [Па], то есть p_{mgn} имеет порядок атмосферного давления. Важно отметить, что данный результат можно приближённо верифицировать в бытовых условиях. Например, усилие, необходимое для удержания сильного магнита вблизи стенки холодильника, согласуется по порядку величины с давлением около одной атмосферы.

Формулы (209)–(212) позволяют оценить плотность эфира экспериментально.

Давление магнита p_{real} можно найти, измерив (например, динамометром) силу, с которой магнит притягивается к стенке, и разделив её на площадь поперечного сечения магнита. Тогда из равенства $p_{real} = p_0 - p$ с помощью формулы (212) получим

$$p_{real} = \frac{\rho_{m,0} a^2}{2} \left(\frac{\mathbf{B}_0}{2c\rho_0} \right)^2.$$

Далее, если в тех же условиях позволить магниту свободно двигаться и измерить его скорость \mathbf{u}_{real} (например, высокоскоростной видеокамерой), то, учитывая $\mathbf{u} \approx \mathbf{u}_{real}$, из формулы (209) имеем

$$\rho_{m,0} \mathbf{u}_{real}^2 = p_{real}.$$

Последние два выражения позволяют по измерениям p_{real} , u_{real} и известным магнитному полю \mathbf{B}_0 и радиусу вихря a оценить величину плотности эфира в электромагнитных ρ_0 и механических $\rho_{m,0}$ единицах, а также найти коэффициент преобразования единиц измерения плотности эфира $k_{m,0}$:

$$\rho_0 = \frac{a|\mathbf{B}_0|}{2\sqrt{2}|\mathbf{u}_{real}|c}, \quad \rho_{m,0} = \frac{p_{real}}{\mathbf{u}_{real}^2}, \quad k_{m,0} \equiv \frac{\rho_{m,0}}{\rho_0} = \frac{2\sqrt{2}p_{real}c}{u_{real}a|\mathbf{B}_0|}.$$

19.3. Проводящий немагнитный материал и магнит

Обсудим эфирную трактовку опыта с постоянным магнитом, свободно движущимся под действием силы тяжести в вертикально расположенной медной трубке. Наблюдается сильное замедление скорости движения магнита в трубке.

Вокруг магнита имеется вихревой поток эфира (п. 19.2). При прохождении магнита через трубку этот поток взаимодействует с внутренней структурой меди, в результате чего в меди возникает поток эфира с ненулевым ротором ротора (см. формулы (34), (125)). В меди появляется движение эфира, соответствующее электрическому току, который подробно рассмотрен в п. 12.

Такие токи в физике называются токами Фуко, причём подчёркивается, что эти токи являются вихревыми и индукционными (см., например: [28, с. 262], а также иллюстрацию токов Фуко на сайте [ru.wikipedia.org/wiki/Вихревые_токи]).

Токи (потoki эфира) в стенках медной трубки взаимодействуют с потоками эфира, соответствующими доменным токам в магните, по закону Ампера, являющемуся следствием закона сохранения вихревого импульса эфира (см. п. 12.1). Фактически происходит силовое взаимодействие вихревых течений эфира (см. п. 11). Возникающие силы препятствуют движению магнита вдоль трубки.

Качественная картина поля скоростей эфира изображена на рис. 8. Потоки эфира электрических токов, соответствующих скоростям $\mathbf{u}_{w,n}$ и \mathbf{u}_d , отталкиваются, а скоростям $\mathbf{u}_{w,b}$ и \mathbf{u}_d – притягиваются. Количественный анализ данного опыта требует численного решения уравнений эфира.

Подчеркнём, что для объяснения данного эксперимента не потребовалось привлечения каких-либо сведений о направленном движении заряженных частиц в магните и трубке. С точки зрения эфирной трактовки процесса направленное движение заряженных частиц если и происходит, то инициируется потоком эфира.

Аналогичную трактовку можно дать опытам с левитацией вертикально или горизонтально расположенной между двумя полюсами сильного магнита медной шайбы, а также опытам с затуханием колебаний маятника в поле магнита. Такие опыты описаны, например, в [28, с. 263].

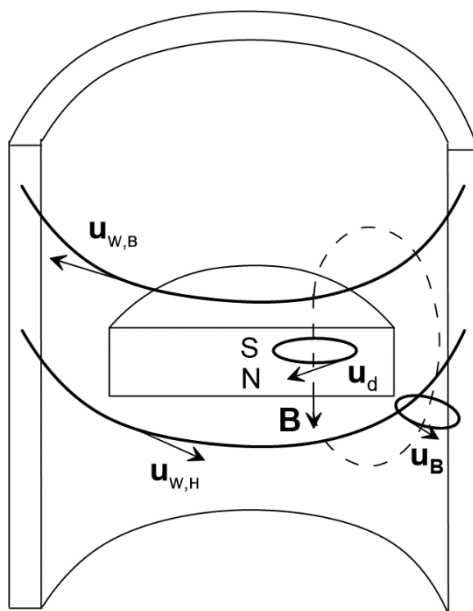


Рис. 8. Сечение медной трубки с магнитом в форме шайбы; \mathbf{u}_d – скорость эфира в одном из доменов, \mathbf{u}_B – соответствующая полю \mathbf{B} , $\mathbf{u}_{w,H}$, $\mathbf{u}_{w,B}$ – скорости, наведённые в трубке; сплошные линии – линии тока эфира, штриховая – силовая линия \mathbf{B} .

19.4. Проводник с током и магнит

Остановимся кратко на экспериментах с отклонением подвешенной медной нити с током в поле магнита [34] и парением магнита над или под сверхпроводником [28, с. 321; 70, с. 102]. С

точки зрения теории эфира данные опыты имеют относительно простое объяснение на качественном уровне. Ситуация здесь аналогична рассмотренной в п. 19.3, но с более сложной геометрией магнитного поля. Происходит силовое взаимодействие вихревых потоков эфира, обусловленное законом сохранения вихревого импульса эфира (см. п. 11).

Детальный анализ данных экспериментов является одним из направлений дальнейших исследований.

19.5. Взаимодействие магнитов друг с другом

Магнит создаёт вокруг себя вихревой поток эфира (см. п. 19.2). Вихревые потоки магнитов воздействуют друг на друга с силой, обусловленной сохранением вихревого импульса (п. 11) и разностью давлений (п. 13), и перемещаются, увлекая с собой магниты (с. 272). Причём эта сила в общем случае распределена в пространстве, что значительно осложняет детальное изучение взаимодействия вихревых потоков. Требуется проведение численных исследований на основе решения уравнений эфира.

Тем не менее на качественном уровне эфирная трактовка позволяет дать наблюдениям простые и наглядные объяснения.

Например, нетрудно проверить, даже в бытовых условиях, что два одинаковых магнита заметно сильнее притягиваются друг к другу, чем один из них к ферромагнитной стенке. Данный эффект можно объяснить тем, что оба магнита создают поток эфира вокруг себя и, соответственно, при сближении их разноимённых полюсов скорость эфира существенно увеличивается, а давление значительно уменьшается. В то время как при сближении магнита и стенки давление между ними не так сильно уменьшается, поскольку в изолированном состоянии стенка не создаёт поля скоростей в эфире.

Эфирная трактовка взаимодействия магнитов, основанная на разности давлений эфира, позволяет объяснить меньшее усилие,

требующееся при разъединении двух сильных магнитов с помощью третьего, приложенного к ним одноимённым полюсом, а также меньшие усилия при разъединении магнитов сдвигом в плоскости их касания. Об опытах со сдвигом магнитов см. с. 283.

Поворот магнитной стрелки в постоянном магнитном поле можно объяснить возникновением момента силы, связанной с воздействием внешнего вихревого течения эфира на вихревое течение, созданное доменными токами в магнитной стрелке.

Известно, что длительное сохранение силовых свойств магнита обеспечивается замыканием его полюсов перемычкой из ферромагнетика. В эфирной интерпретации данный эффект объясняется ориентацией доменных потоков эфира в перемычке, которая, в отличие от воздуха, не только легче пропускает через себя поток эфира магнита, но и может поддерживать его за счёт потока эфира в доменах перемычки.

19.6. О попытках создания двигателя или генератора энергии на основе перемещения системы постоянных магнитов

Проведённый в п. 19.2, 19.5 анализ обосновывает разумность попыток разработки устройств, использующих разность давлений эфира или кинетическую энергию эфира для генерации энергии либо совершения механической работы. Возникает вопрос: можно ли создать двигатель или генератор энергии за счёт изменения взаимного расположения постоянных магнитов? Обсудим этот вопрос с позиций теории эфира.

Рассмотрим систему магнитов, соединённых механическими связями, позволяющими изменять расположение магнитов по отношению друг к другу. Поместим эту систему в некоторую изолированную от внешних воздействий область эфира Ω , не содержащую никакого вещества за исключением системы магнитов.

Многочисленные опыты, известные из публикаций, показывают, что магнитные свойства магнита (течение эфира внутри и вне его) практически не меняются в результате относительно медленного перемещения магнита во внешнем магнитном поле по произвольной траектории в исходную точку, если в этот момент внешнее магнитное поле также возвращается в исходное состояние. То есть течение эфира при возвращении магнита в исходное положение остаётся тем же и вне, и внутри магнита.

Устойчивости магнитных свойств постоянного магнита к не слишком сильному внешнему магнитному полю можно дать наглядную эфирную трактовку. Магнит взаимодействует с внешним магнитным полем посредством эфирных вихрей (п. 19.1), созданных доменными эфирными токами в магните, а особенность устройства структурных элементов постоянного магнита (которая пока ещё не до конца изучена) препятствует влиянию внешнего магнитного поля на ориентацию доменных токов внутри магнита.

Множество опытов, включая попытки создания сверхъединичных устройств [125], показывает, что при относительно медленном движении после возвращения системы магнитов в исходное положение магнитные свойства каждого из них практически не меняются. В результате магнитное поле, созданное всеми магнитами, возвращается в исходное состояние.

Магнитное поле пропорционально ротору (20) плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$. Поэтому распределение ротора плотности потока эфира в Ω возвращается в исходное состояние. Ротор характеризует только часть свойств плотности потока $\rho\mathbf{u}$, однако при относительно медленном движении магнитов какие-либо существенные эффекты не регистрируются доступными средствами. В частности, электрическим полем, которое может возникать согласно (29), можно пренебречь. Поэтому естественно предположить, что не только ротор $\rho\mathbf{u}$, но и сама плотность потока эфира

$\rho \mathbf{u}$, а также ρ и \mathbf{u} по отдельности возвращаются в исходное состояние. Это означает, что в области Ω не происходит изменения плотности кинетической энергии эфира (12), причём независимо от того, по какой траектории двигались магниты.

Раз в Ω не меняется плотность кинетической энергии, то, согласно уравнению состояния эфира (15), при отсутствии плотности энергии внешних источников $\Pi = 0$ не меняется и плотность энергии p , запасённая в напряжениях эфира.

Идентичность течений и плотности напряжений эфира в начальный и конечный моменты времени, соответствующие возвращению магнитов в исходное положение, влечёт равенство интегралов по области Ω от их суммы в эти моменты времени. То есть в начальный и конечный моменты времени суммарная энергия эфира в Ω одинакова. Тогда внешняя сила, перемещающая магниты, не совершает работу, изменяющую энергию Ω .

По третьему закону Ньютона сила, действующая на систему магнитов, равна силе, действующей со стороны системы магнитов. Поэтому система магнитов не совершает и внешнюю работу.

На отдельных участках движения магнитов между начальным и конечным моментами времени может совершаться механическая работа, обусловленная изменением баланса между кинетической энергией и давлением эфира (при сохранении их суммы (15)), но результирующая работа по возвращению магнитов в исходное положение всё равно остаётся нулевой, иначе в начальный и конечный моменты изменилась бы энергия эфира в Ω . Например, при соединении двух магнитов разноимёнными полюсами совершается механическая работа и происходит заметное увеличение их общего магнитного поля по сравнению с полем каждого магнита в отдельности. Работа давления эфира при сближении магнитов идёт на увеличение скорости движения эфира (магнитного поля) внутри и вне магнитов. Однако при разъединении магнитов работа совершается в обратном направлении.

Таким образом, в изолированной области эфира любое циклическое относительно медленное перемещение системы магнитов, при котором в какой-то момент времени эта система возвращается в исходное положение, не приводит к приращению энергии эфира на одном цикле. Это означает, что за счёт перемещения магнитов в рассматриваемых условиях использовать кинетическую энергию и энергию внутренних напряжений (давления) эфира для построения циклического генератора энергии или двигателя не удастся. Основная физическая причина такого вывода состоит в восстановлении магнитных свойств постоянного магнита на каждом периоде в периодически меняющемся внешнем магнитном поле.

Обманчивый вывод о возможности получения выигрыша в работе может дать впечатление о том, что разъединять два магнита легче сдвигом перпендикулярно магнитному полю, чем отрывом в направлении магнитного поля. Для изучения данного вопроса авторы совместно с И.Н. Степановым и В.А. Чижовым сконструировали стенд, на котором с помощью динамометра можно было измерять силу притяжения магнитов в зависимости от расстояния между ними при отрыве и сдвиге. Работа силы притяжения магнитов при разрыве оказалась равной работе силы притяжения при сдвиге с точностью до погрешности измерений. При этом начальная величина силы при сдвиге значительно меньше величины начальной силы при отрыве. Поэтому кажется, что магниты легче разъединить сдвигом. Но сила при сдвиге совершает работу на большей длине, и работа сил оказывается одинаковой в обоих случаях.

Если научиться как-то непосредственно использовать доменные токи в магните, а не создаваемые ими поля, например, так, чтобы магнитное поле постоянного магнита ослаблялось с течением времени (наподобие ослабления напряжения электрической батарейки), то высвобождающуюся энергию можно было бы попытаться применить для практических целей.

В принципе можно ставить вопрос об использовании не кинетики и давления эфира, а энергии его структурных элементов или их связей, но это уже другая задача.

20. Оценка плотности невозмущённого эфира

Детальное качественное и количественное понимание скрытых от непосредственного наблюдения явлений природы открывает возможность создания принципиально новых технических устройств для производства и хранения энергии, обработки информации, овладения силами гравитации.

Необходимым этапом для продвижения в данном направлении является оценка плотности невозмущённого эфира. В настоящее время имеется детально проработанная модель поведения эфира в электроне, протоне и нейтроне [49]. Однако в ней эфирные формулы для параметров элементарных частиц содержат произведение плотности эфира на скорость. Поэтому оценка значения плотности эфира требует дополнительных исследований, причём для повышения достоверности оценки желательнее рассмотреть различные физические процессы.

В данном разделе изложены результаты работы [69], в которой проведено сопоставление электромагнитных и механических единиц измерения плотности эфира; установлен способ преобразования физических величин и формул от одних единиц измерения плотности эфира к другим; оценено значение невозмущённой плотности эфира.

В настоящее время отсутствуют непосредственные измерения плотности невозмущённого эфира ρ_0 . Найти значение ρ_0 сейчас представляется возможным только с помощью других, известных из эксперимента величин. Описанные здесь способы определения ρ_0 основаны на использовании предельной напряжённости электрического поля и на данных о геометрических размерах явлений. Многие характеристики процессов хорошо известны из эксперимента, как минимум, по порядку величины.

Поэтому следует ожидать, что найденная здесь оценка ρ_0 показывает, по крайней мере, порядок величины плотности невозмущённого эфира.

20.1. Единицы измерения плотности эфира

В работе [52] введены электромагнитные единицы измерения плотности эфира ρ исходя из эфирного представления вектора индукции магнитного поля (20). Плотность эфира в единицах СГС с абсолютной гауссовой системой для измерения электрических и магнитных величин имеет размерность $[\rho] = [B]/([c][\nabla][u]) = [c \text{ г}^{1/2}/\text{см}^{3/2}]$. В [52] также показано совпадение размерностей порождаемых эфиром физических величин с традиционными для них единицами измерения, обсуждены новые системы единиц, использующие плотность эфира. Например, если ввести ρ как безразмерную величину, то размерности всех основных физических величин в СГС и СИ совпадают и выражаются через целые степени размерности времени и длины (при этом, конечно, единицы измерения длины в СГС и СИ различны). Новые системы единиц обсуждены в приложении 5.

Размерность второй частной производной по времени от плотности эфира ρ в электромагнитных единицах совпадает с размерностью плотности заряда. Отсюда возникает одна из интерпретаций физического смысла ρ , состоящая в том, что колебания во времени плотности эфира в данной точке пространства определяют плотность заряда в этой точке.

На макроуровне имеется возможность измерения силы. Поэтому в [41] размерность плотности эфира ρ_m введена как $[\text{г}/\text{см}^3]$ по аналогии с плотностью в механике.

Для установления связи между физическими величинами, выраженными через плотность эфира в различных единицах измерения, введём константу, равную отношению численного зна-

чения плотности невозмущённого эфира $\rho_{m,0}$, полученного в механических единицах, к значению ρ_0 в электромагнитных единицах: $k_{m,0} \equiv \rho_{m,0}/\rho_0$. Константа $k_{m,0}$ в системе СГС (с абсолютной гауссовой системой) имеет размерность объёмной плотности заряда [$\Gamma^{1/2}/(\text{с см}^{3/2})$]. Значение $k_{m,0}$ приведено в п. 20.7.

Таким образом, плотность эфира в механических единицах ρ_m следующим образом связана с плотностью эфира в электромагнитных единицах ρ :

$$\rho_m = k_{m,0}\rho.$$

Здесь $k_{m,0}$ действительно константа, так как ρ_m и ρ – одно и то же физическое понятие, зависимость которого от времени и пространства не может меняться при изменении единиц измерения.

Выражение заданной в электромагнитных единицах СГС величины через механические единицы сводится к представлению исходной величины с использованием ρ и замены в этом представлении ρ на ρ_m . Например, для амплитуды электрической составляющей электромагнитной волны с плотностью эфира, измеряемой в электромагнитных единицах, справедлива формула $E_a = \rho_0 \nu u_a [\Gamma^{1/2}/(\text{см}^{1/2}\text{с})] = [\text{статвольт/см}]$ (см. п. 20.3). Тогда для амплитуды с плотностью эфира, измеряемой в механических единицах, имеем $E_{m,a} = \rho_{m,0} \nu u_a [\Gamma/(\text{см}^2\text{с}^2)]$. Связь E_a и $E_{m,a}$ следует из отношений $E_a/\rho_0 = \nu u_a$ к $E_{m,a}/\rho_{m,0} = \nu u_a$: $E_{m,a} = E_a \rho_{m,0}/\rho_0 = k_{m,0} E_a$. Видно, что механические единицы измерения плотности эфира не очень удобны для использования в электродинамике, так как дают нетрадиционную размерность напряжённости электрического поля и других физических величин.

20.2. Оценки на основе экспериментов с лазерами

В [41, с. 80] дана оценка плотности эфира на основе исследований с лазерами, показывающих, что достигаемые в экспери-

ментах максимальные значения электрических полей, при которых не происходит изменения электродинамической постоянной, оказываются порядка значений внутриатомных электрических полей $E_0 \approx 10^{11}$ [В/м] = $3.3 \cdot 10^6$ [статВольт/см]. В превышающих данное значение полях процессы становятся сильно нелинейными. Для предельного значения напряжённости $E_0 \approx 10^{11}$ [В/м] плотность невозмущённого эфира в механических единицах составляет [41]

$$\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ [кг/м}^3\text{]} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ [г/см}^3\text{]}. \quad (213)$$

Подчеркнём, что невозмущённая плотность эфира соответствует именно границе перехода линейных процессов в нелинейные.

20.3. Оценки с использованием эфирной модели фотона и характеристик электромагнитного поля в нём

Рассмотрим скорость эфира

$$\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) = u_a \cos\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_x + u_a \sin\left(vt - \frac{v}{c}z\right) \mathbf{i}_y + c \mathbf{i}_z, \quad (214)$$

где $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$ – единичные базисные векторы декартовой системы координат, c – скорость света, u_a – амплитуда поперечных к оси z колебаний скорости, v – частота колебаний.

Скорость (214) является бездивергентной. Плотность эфира при такой скорости не возмущена $\rho = \rho_0$ [52]. Данные \mathbf{u} и ρ удовлетворяют уравнениям эфира (1), (2).

Подстановкой скорости (214) и $\rho = \rho_0$ в формулы (20) и (21) можно убедиться, что рассматриваемое движение эфира соответствует плоской монохроматической циркулярно поляризованной

электромагнитной волне с волновым вектором $\mathbf{k} = \nu/c \mathbf{i}_z$, распространяющейся в направлении оси z

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) &= E_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu}{c} z\right) \mathbf{i}_x - E_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu}{c} z\right) \mathbf{i}_y, \\ \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) &= B_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu}{c} z\right) \mathbf{i}_x + B_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu}{c} z\right) \mathbf{i}_y, \\ E_a &= \rho_0 \nu u_a, \quad B_a = \rho_0 \nu u_a.\end{aligned}$$

Здесь E_a и B_a – амплитуды колебаний. Поперечная скорость u_a имеет конечную, но очень малую по сравнению со скоростью света величину.

Важно отметить, что эфирное представление электромагнитной волны позволяет объяснить наблюдаемый в экспериментах корпускулярно-волновой дуализм, так как вектор скорости (214) содержит компоненты, соответствующие и импульсу, и колебаниям (см. с. 99).

В эфирной модели фотон представляется набором электромагнитных волн [48], ограниченным в пространстве цилиндром с осью симметрии вдоль оси z . Отметим, что теория относительности не позволяет устанавливать геометрию объекта, движущегося со скоростью света, так как по её достижении он должен превратиться в точку.

Появление фотонов в экспериментах часто связано с электронами. Так черенковское излучение порождается электронами. Поэтому определим порядок поперечной скорости u_a из условия прохождения точкой среды в поперечном направлении расстояния, равного радиусу электрона r_e , за время $t = 2\pi/\nu$, соответствующее полному обороту вектора $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ в плоскости (x, y) : $u_a = r_e \nu / (2\pi)$. Радиус электрона возьмём равным радиусу, на котором линейная скорость вращения с угловой частотой $\omega_e = m_e c^2 / \hbar$ достигает скорости света: $r_e = c / \omega_e = \hbar / (m_e c) = 3.86 \cdot 10^{-11}$ [см], (r_e равен комптоновскому радиусу электрона). Тогда $E_a = \rho_0 \nu^2 r_e / (2\pi)$ откуда

$$\rho_0 = 2\pi E_a / (v^2 r_e).$$

Частота излучения возбуждённых атомов под воздействием ускоренных электронов составляет от $7.5 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{16}$ [Гц] (см., например, ru.wikipedia.org). Возьмём в качестве характерной частоты среднее значение $\nu = 2 \cdot 10^{15}$ [Гц]. Отметим, что скорость u_a при этом действительно является очень малой по сравнению со скоростью света $u_a = 1.2 \cdot 10^4$ [см/с] $\ll c \approx 3 \cdot 10^{10}$ [см/с].

Предположим, что плотность невозмущённого эфира ρ_0 может быть уменьшена, но её трудно увеличить. Тогда для оценки ρ_0 следует взять предельное поле, достигнутое в экспериментах с лазером $E_a = E_0 \approx 3.3 \cdot 10^6$ [статвольт/см], см. [141, с. 5–10]. Получаем

$$\rho_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ [с г}^{1/2}\text{/см}^{3/2}\text{]}. \quad (215)$$

Оценим теперь ρ_0 без использования данных о E_0 , опираясь на формулы для энергии электромагнитной волны и энергии фотона.

В физике объёмная плотность энергии электромагнитной волны в вакууме определяется как $w = (E_{total}^2 + B_{total}^2) / (8\pi)$ (см., например: [28, с. 348]). Следует отметить, что объёмная плотность энергии, полученной из уравнений Максвелла в трактовке Герца [28], не подтверждена экспериментально и не следует из работы [41]. Однако такая формула для w соответствует сумме плотностей электрической и магнитной энергий электрического тока, полученных в п. 18.7, 18.8. Данная формула вполне приемлема для оценки порядка величин, тем более что она используется здесь в совокупности с некоторым модельным предположением о характерном объёме фотона.

Отметим, что w не содержит вклада от компоненты скорости $c\mathbf{i}_z$, так как эта компонента исчезает в (20) и (21) при дифференцировании. Определение плотности энергии электромагнитного поля без учёта скорости его распространения, видимо, обусловлено возможностью надёжного измерения энергетики именно колебательной составляющей плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$ (поперечной энергетики). Для изучения энергетики продольной компоненты $\rho\mathbf{u}$ необходимы очень тонкие измерения, например, как в экспериментах по определению давления света.

Учтём, что для скорости \mathbf{u} фотона выполнена теорема о суперпозиции скоростей (сумма решений также является решением) вследствие того, что $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ [50, 52]. Поэтому в фотоне может находиться N_w электромагнитных волн с общей напряжённостью $E_{total} = N_w E$ и индукцией $B_{total} = N_w B$. Для N_w фотонов имеем $w = \rho_0^2 v^2 u_a^2 N_w^2 / (4\pi)$.

С другой стороны, экспериментально установлено, что энергия фотона равна $h\nu$. Тогда плотность энергии фотона есть $h\nu/V_{ph}$, где V_{ph} – объём фотона.

Имеем равенство

$$\frac{\rho_0^2 v^2 u_a^2}{4\pi} N_w^2 = \frac{h\nu}{V_{ph}}.$$

Откуда

$$\rho_0 = \frac{2}{u_a N_w} \sqrt{\frac{\pi h}{v V_{ph}}}.$$

В качестве V_{ph} возьмём область с характерными для электромагнитной волны фотона размерами: цилиндр высотой, равной длине волны фотона $\lambda = c/\nu$, и радиусом основания, равным радиусу электрона r_e :

$$V_{ph} = \pi r_e^2 \lambda = \pi r_e^2 c / \nu. \quad (216)$$

Учитывая $u_a = r_e \nu / (2\pi)$, имеем

$$\rho_0 = \frac{4\pi\sqrt{h/c}}{\nu r_e^2 N_w}.$$

Формула $h\nu$ для энергии фотона установлена в экспериментах со светом. Поэтому рассмотрим характерную частоту видимого света $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ [Гц].

Величина N_w определяется свойствами источника излучения. Если для источника света положить $N_w = 10$, то получим оценку ρ_0 , близкую (по порядку величины) к значениям (215) и (220), найденным без использования N_w ,

$$\rho_0 \approx 6 \cdot 10^{-13} [\text{с г}^{1/2} / \text{см}^{3/2}]. \quad (217)$$

20.4. Оценка из эфирной модели фотона и его импульса

Приведённые выше оценки плотности невозмущённого эфира проводились на основе колебательных характеристик электромагнитных явлений. Здесь воспользуемся механическими представлениями и известным из эксперимента свойством света оказывать давление на тела.

Оценим сначала плотность невозмущённого эфира в механических единицах измерения $\rho_{m,0}$, исходя из импульса одного фотона, имеющего объём V_{ph} (216). В эфирной модели фотона (214) существенно доминирует скорость в направлении его распространения. Поэтому импульс фотона, состоящего из одной электромагнитной волны, приближённо равен $\rho_{m,0} c V_{ph}$.

Приравнявая эфирное представление импульса фотона экспериментально установленному $h\nu/c$, с учётом возможности

наложения в фотоне N_w электромагнитных волн имеем $\rho_{m,0}cV_{ph}N_w = h\nu/c$. Отсюда, используя (216),

$$\rho_{m,0} = \frac{h\nu}{c^2V_{ph}N_w} = \frac{h\nu^2}{c^3\pi r_e^2N_w}.$$

Для характерной частоты видимого света $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ [Гц] находим

$$\rho_{m,0} \approx 1.9 \cdot 10^{-5}/N_w \text{ [кг/м}^3\text{]},$$

где значение N_w определяется свойствами источника фотонов. Если, как и в предыдущем пункте, взять $N_w = 10$, то

$$\rho_{m,0} \approx 1.9 \cdot 10^{-6} \text{ [кг/м}^3\text{]}. \quad (218)$$

Оценим теперь $\rho_{m,0}$ на основе эфирной интерпретации натуральных экспериментов по определению давления света. Рассмотрим поток фотонов, падающих на тело массой m . Обозначим суммарную энергию потока фотонов буквой U . Пусть энергия U полностью поглощается данным телом.

Если U значительно превышает энергию тела до начала воздействия фотонов, то можно приблизительно записать $U \approx mc^2$. Отметим, что приравнять U только кинетической энергии тела нельзя, так как энергия фотонов идёт и на увеличение внутренней энергии тела.

С учётом обсуждённой выше возможности наложения электромагнитных волн в фотоне, для числа N падающих на тело единичных электромагнитных волн имеем

$$N = \frac{U}{h\nu/N_w}.$$

Так как одна электромагнитная волна несёт импульс $\rho_{m,0}cV_{ph}$, то из свойства суперпозиции скорости эфира в бездивергентном поле скоростей [50, 52] и закона сохранения импульса имеем

$$\rho_{m,0}cV_{ph}N = mc \quad \text{или} \quad \rho_{m,0}cV_{ph} \frac{U}{hv/N_w} = \frac{U}{c}.$$

Тогда

$$\rho_{m,0} = \frac{hv}{c^2V_{ph}N_w}.$$

Получилась та же формула для $\rho_{m,0}$, что и в начале этого раздела.

20.5. Оценки с применением эфирных моделей электрона и протона

В работе [49] на основе приближённого решения уравнений эфира (1), (2) получены аналитические формулы для описания установившихся состояний электрона, протона и нейтрона. Свободные параметры аналитических решений откалиброваны в соответствии с известными экспериментальными сведениями о заряде, массе и магнитном моменте электрона, протона и нейтрона. Показано, что различие теоретических рассчитанных и экспериментально полученных значений для заряда, массы и магнитного момента электрона и протона составляет лишь $\sim 0.1\%$. Такая же погрешность имеет место и для массы и магнитного момента нейтрона.

Эфирные представления характеристик элементарных частиц содержит произведение $V_0\rho_0$. Получим оценку для параметра V_0 , а затем по V_0 найдём ρ_0 .

Рассмотрим область значений переменных, в которой радиальная скорость $V_j(t, r, \theta, \varphi)$ [49] точки эфира направлена к центру элементарной частицы $j = e, p$

$$V_j(t, r, \theta, \varphi) = \frac{V_j(\theta)}{r} \cos((\omega_j t - \varphi)/2) < 0,$$

$$V_j(\theta) = V_0(a + \sin \theta + b_j \sin(2\theta) + c_j \sin(3\theta)).$$

Согласно формуле (9) из [49], заряд и константа V_0 имеют одинаковый знак. Тогда при $-\pi/2 < (\omega_j t - \varphi)/2 < \pi/2$ для электронов $j = e$: $\theta_{e,1} \leq \theta \leq \theta_{e,2}$, $\theta_{e,1} \approx 0$, $\theta_{e,2} \approx \pi/2$, а для протонов $j = p$: $\theta_{p,1} \leq \theta \leq \theta_{p,2}$, $\theta_{p,1} \approx \pi/32$, $\theta_{p,2} \approx 7\pi/16$ (рис. 9).

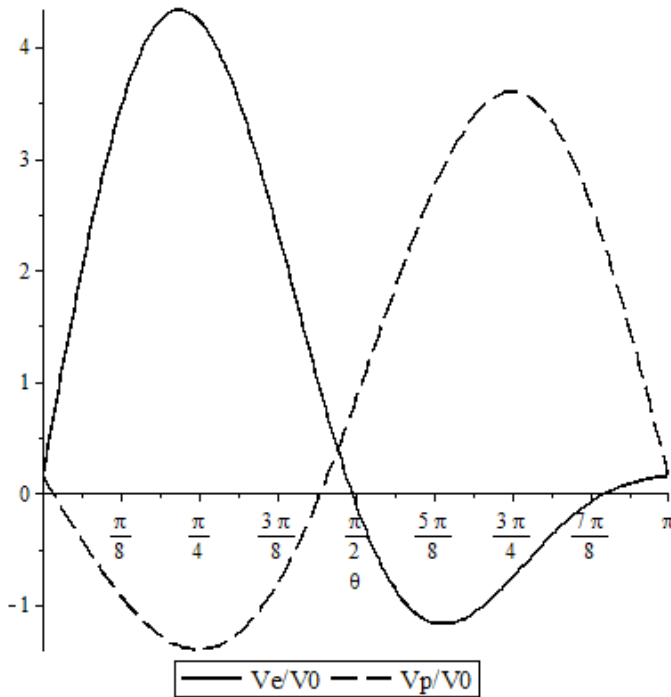


Рис. 9. Функции $V_j(\theta)/V_0$.

Константы a, b_j, c_j в формуле для $V_j(\theta)$, $j = e, p$, определены с помощью вычисления интегралов. Погрешности приближений различных величин при получении оценок должны быть согласованы. Поэтому упростим выражение для радиальной скорости, заменив V_j на среднее по части поверхности, где $V_j(t, r, \theta, \varphi) < 0$,

$$\bar{V}_j(t) \equiv \frac{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,1}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V_j(t, r, \theta, \varphi) r^2 \sin \theta \, d\theta d\xi}{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,1}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r^2 \sin \theta \, d\theta d\xi} = -\gamma_j \frac{|V_0|}{r},$$

$$\gamma_e \approx 1.66, \quad \gamma_p \approx 0.63.$$

Уравнение движения по координате r со средней скоростью

$$dr(t)/dt = \bar{V}_j(t)$$

имеет решение

$$r_j^2(t) = -2\gamma_j |V_0| t + r_j^2(0).$$

Знак радиальной скорости не меняется (то есть точка $r(t)$ движется в одном направлении) на промежутке времени $\Delta t = (\varphi + \pi)/|\omega_j| - (\varphi - \pi)/|\omega_j| = 2\pi/|\omega_j|$ (изменение направления движения может возникнуть, например, из-за смены знака дивергенции в уравнении движения [50]). Пусть за время Δt траектория $r_j(t)$ смещается из начального положения $r_j^2(0)$ в положение $r_j^2(0) - r_j^2(0)\delta^2$, где $0 < \delta < 1$ (при $\delta = 1$ смещение доходило бы до центра частицы). Тогда

$$r_j^2(0)\delta^2 = 2\gamma_j |V_0| \Delta t.$$

Отсюда

$$|V_0| = r_j^2(0) \frac{|\omega_j|}{4\pi\gamma_j} \delta^2$$

или в среднем (с учётом якобиана) по всем стартовым точкам $r_j(0) \in [0, r_j]$

$$|V_0| = \frac{\int_0^{r_j} r_j^4(0) dr_j(0)}{\int_0^{r_j} r_j^2(0) dr_j(0)} \frac{|\omega_j|}{4\pi\gamma_j} \delta^2 = \frac{3}{20\pi} \frac{r_j^2 |\omega_j|}{\gamma_j} \delta^2 = \frac{3}{20\pi} \frac{r_j c}{\gamma_j} \delta^2.$$

Заменив правую часть на минимальную по $j = e, p$, получаем оценку снизу для параметра V_0

$$|V_0| \geq \frac{3}{20\pi} \frac{r_p c}{\gamma_p} \delta^2 \approx 4.8 \cdot 10^{-5} \delta^2 \text{ [см}^2/\text{с]}.$$

Оценку сверху для $|V_0|$ найдём из ограничения на величину скорости свободного распространения возмущений в эфире

$$V_j^2 + W_j^2 \leq c^2,$$

где W_j – азимутальная скорость движения эфира в частице j .

Заменим скорости на средние по поверхности: \bar{V}_p и

$$\bar{W}_j \equiv \frac{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,1}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \omega_j r^3 \sin^2 \theta d\theta d\xi}{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,1}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r^2 \sin \theta d\theta d\xi} \approx 0.74 \omega_j r.$$

Тогда

$$\left(\gamma_j \frac{V_0}{r}\right)^2 + (0.74\omega_j r)^2 \lesssim c^2.$$

Отсюда

$$|V_0| \lesssim \frac{rc}{\gamma_j} \sqrt{1 - \left(0.74 \frac{r}{r_j}\right)^2}.$$

Оценка должна выполняться для всех r из области применимости аналитической формулы для радиальной скорости: $0.15r_j \lesssim r \leq r_j$. Тогда, учитывая монотонное возрастание правой части на $r \in [0.15r_j, 0.96r_j]$, находим

$$|V_0| \lesssim 0.15 \frac{r_j c}{\gamma_j}.$$

Оценка должна иметь место как для электронов, так и для протонов

$$|V_0| \lesssim 0.15 \min_{j=e,p} \frac{r_j c}{\gamma_j} = 0.15 \frac{r_p c}{\gamma_p} \approx 1.5 \cdot 10^{-4} [\text{см}^2/\text{с}].$$

Итак,

$$4.8 \cdot 10^{-5} \delta^2 \lesssim |V_0| \lesssim 1.5 \cdot 10^{-4} [\text{см}^2/\text{с}], \quad 0 < \delta < 1.$$

Здесь величина δ является параметром, который характеризует величину среднего смещения эфира в радиальном направлении.

Для определения конкретного значения δ необходимы дополнительные исследования.

Плотность невозмущённого эфира ρ_0 вычислим по формуле для заряда (9) из [49]

$$\rho_0 = \frac{4}{1 + 4a/\pi cV_0} \frac{q_j}{cV_0}. \quad (219)$$

С учётом полученной выше оценки $|V_0|$ имеем

$$3.6 \cdot 10^{-16} \lesssim \rho_0 \lesssim 1.1 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\delta^2} \text{ [с } \Gamma^{1/2}/\text{см}^{3/2}], \quad 0 < \delta < 1.$$

Отметим, что величина плотности эфира $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ [с} \cdot \Gamma^{1/2}/\text{см}^{3/2}]$ даёт $\delta^2 \approx 0.004$, $|V_0| \approx 1.8 \cdot 10^{-7}$, $|V_0|/r_e \approx 4.6 \cdot 10^3 \text{ [см/с]}$, $|V_0|/r_p \approx 8.5 \cdot 10^6 \text{ [см/с]}$. Поэтому с большим запасом выполняется предположение о малой по сравнению со скоростью света радиальной скорости, использованное при получении аналитических выражений для движения эфира в элементарной частице [49].

Оценка величины радиальной скорости в электроны и протоне позволяет объяснить меньшую сопротивляемость электрона к проникновению в него объектов. Средняя радиальная скорость эфира в электроны значительно меньше средней радиальной скорости эфира в протоне. Поэтому эфир в электроны сообщает значительно меньший радиальный импульс проникающему в него объекту, оказывая меньшее сопротивление. В мюоне (уменьшенный в ~ 200 раз электрон) радиальная скорость эфира в ~ 200 больше, чем в электроны, и в этом смысле мюон оказывает в ~ 200 раз большее сопротивление проникновению, чем электрон. Данное обстоятельство соответствует экспериментальным наблюдениям [53], показывающим малое время жизни мезоатома водорода.

20.6. Оценка на основе данных о кулоновском барьере

Рассмотрим модельную начально-краевую задачу об излучении эфира с поверхности сферы Ω с начальной скоростью, отличной от нуля только на границе сферы Γ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t, \mathbf{r})) \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, \mathbf{r}(t) \in \Omega, t \in (0, T] \\ \mathbf{u}(t, \mathbf{r})|_{\mathbf{r} \in \Gamma} = \boldsymbol{\mu}(t, \mathbf{r})|_{\mathbf{r} \in \Gamma}, t \in [0, T] \\ \left(\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{u}(t, \mathbf{r})}{|\mathbf{u}(t, \mathbf{r})|} \right) \Big|_{\mathbf{r} \in \Gamma} = \eta(t, \mathbf{r})|_{\mathbf{r} \in \Gamma}, t \in [0, T] \\ \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))|_{t=0} = \begin{cases} \boldsymbol{\mu}(0, \mathbf{r}), & \text{если } \mathbf{r} \in \Gamma \\ 0, & \text{если } \mathbf{r}(0) \notin \Gamma, \mathbf{r} \in \Omega \end{cases} \\ \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)), t \in (0, T] \end{array} \right.$$

где $t \in [0, T]$ – некоторый промежуток времени, $\boldsymbol{\mu}(0, \mathbf{r}(0))$ – начальная скорость, $\eta(0, \mathbf{r}(0))$ – начальное значение дивергенции единичного вектора в направлении скорости $\eta(0, \mathbf{r}(0)) = (\nabla \cdot (\mathbf{u}(t, \mathbf{r})/|\mathbf{u}(t, \mathbf{r})|)) \Big|_{t=0, \mathbf{r}=\mathbf{r}(0)}$. Использованное здесь уравнение для скорости эфира получено в [50, 52].

Данная задача при определённых ограничениях на функции решается аналитически. Выразив в её решении $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ при $\eta(0, \mathbf{r}(0)) \neq 0$ зависимость времени от положения точки на траектории $t = \lambda(\mathbf{r}(t))$, можно найти скорость как функцию точки пространства $\mathbf{r}(t)$

$$\mathbf{u}(\lambda(\mathbf{r}(t)), \mathbf{r}(t)) = \boldsymbol{\mu}(0, \mathbf{r}(0)) e^{\eta(0, \mathbf{r}(0))(\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)) \frac{\boldsymbol{\mu}(0, \mathbf{r}(0))}{|\boldsymbol{\mu}(0, \mathbf{r}(0))|}}, 0 \leq t.$$

Полученная формула позволяет оценить V_0 по характерному значению кулоновского барьера $r_{c,p}$ для протона, если предположить, что на малых расстояниях взаимодействие заряженных частиц определяется радиальной скоростью эфира и что именно на расстоянии $r_{c,p}$ величина радиальной скорости эфира становится порядка скорости света c и не меняется при $r > r_{c,p}$.

Пусть точка среды стартует с поверхности элементарной частицы $\mathbf{r}(0) = r_p$ во внешнюю по отношению к частице сторону с начальной скоростью, равной средней радиальной скорости \bar{V}_p (см. п. 20.5), и имеет радиальную компоненту

$$\mu(0, \mathbf{r}(0)) = \gamma_p \frac{|V_0|}{r_p} \mathbf{i}_r.$$

Тогда

$$\eta(0, \mathbf{r}(0)) = (\nabla \cdot \mathbf{i}_r)|_{t=0, \mathbf{r}=\mathbf{r}(0)} = \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial r} \right) \Big|_{\mathbf{r}=r_p} = \frac{2}{r_p}.$$

Для V_0 получаем условие

$$c \approx \gamma_p \frac{|V_0|}{r_p} e^{2\frac{r_{c,p}-r_p}{r_p}} \quad \text{или} \quad |V_0| \approx \frac{cr_p}{\gamma_p} e^{-2\frac{r_{c,p}-r_p}{r_p}} = \frac{\omega_p r_p^2}{\gamma_p} e^{-2\frac{r_{c,p}-r_p}{r_p}}.$$

Кулоновский барьер для протона находится на расстоянии $r_{c,p} \approx 10^{-13}$ [см] (см., например: [ru.wikipedia.org]). Радиус протона $r_p = \hbar/(m_p c) = 2.1 \cdot 10^{-14}$ [см] (r_p определен аналогично r_e в п. 20.3). Тогда $r_{c,p}/r_p \approx 4.75$.

При $r_{c,p} = 4.75r_p$ получаем $|V_0| \approx 5.5 \cdot 10^{-7}$ [см²/с]. Формула (219) даёт

$$\rho_0 \approx 10^{-13} [\text{с г}^{1/2}/\text{см}^{3/2}]. \quad (220)$$

20.7. Основные выводы. Значение плотности эфира

Проанализированы различные единицы измерения плотности эфира. Установлен способ пересчёта физических величин, выраженных через плотность эфира в электромагнитных единицах, в величины, выраженные через плотность эфира в механических единицах, и наоборот.

Получены оценки значения плотности невозмущённого эфира на основе анализа различных физических явлений: предельной напряжённости электрического поля E_0 ; характеристик электромагнитного поля в эфирной модели фотона; поведения эфира в электроне и протоне с привлечением данных о кулоновском барьере.

Адекватность выбора числа электромагнитных волн $N_w \sim 10$ в фотонах света подтверждается близостью (по порядку величины) оценки (217) плотности эфира ρ_0 к оценкам, полученным без использования N_w , а именно: с привлечением E_0 (п. 20.3, формула (215)) или данных о кулоновском барьере (п. 20.6, формула (220)).

Оценки (213), (215), (217), (218), (220) позволяют принять для плотности невозмущённого эфира

$$\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} [\text{с г}^{1/2}/\text{см}^{3/2}], [\text{с}^2 \text{ статКулон}/\text{см}^3], \quad (221)$$

$$\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9} [\text{г}/\text{см}^3] = 2 \cdot 10^{-6} [\text{кг}/\text{м}^3]. \quad (222)$$

Константа преобразования единиц измерения в этом случае равна

$$k_{m,0} = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_0} \approx 6.7 \cdot 10^3 [\text{г}^{1/2}/(\text{с см}^{3/2})], [\text{статКулон}/\text{см}^3]. \quad (223)$$

Важно отметить, что достоверность найденной оценки ρ_0 верифицируется хорошим соответствием значений, полученных для различных физических процессов: на основе предельной напряжённости E_0 (оценка (215) в п. 20.3) и кулоновского барьера (оценка (220) в п. 20.6). Значение $\rho_{m,0}$ верифицируется близостью оценок через E_0 ((213) в п. 20.2) и через импульс фотона ((218) в п. 20.4), а также оценками, полученными в п. 23.6.2, 23.6.3.

Дополнительные новые относительно недорогие эксперименты для верификации наличия эфира и оценки величины его параметров предложены в разделах книги, номера которых перечислены на с. 580.

Представленные результаты позволяют перейти к детальному количественному описанию явлений микро- и макромира, что открывает возможность изучения эффектов, которые могут лечь в основу принципиально новых технических систем для оперирования с энергией, информацией, гравитацией.

20.8. Ошибочность принятия диэлектрической проницаемости вакуума в качестве невозмущённой плотности эфира

Большое значение для качественного понимания эфиродинамики имеют труды В.А. Ацюковского [73–76, 225]. Однако их содержание носит во многом натурфилософский характер и не позволяет провести важные для практики количественные исследования.

В [73, кн. 2, с. 83] плотность эфира $\rho_{\text{Ац}}$, измеряемая в $[\text{кг}/\text{м}^3]$, полагается количественно равной диэлектрической проницаемости вакуума $\rho_{\text{Ац}} = \varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} [\text{Ф}/\text{м}]$. Здесь с точки зрения самых базовых оснований физики совершается первая ошибка, которая состоит в приравнивании физических величин, имеющих разные размерности: $[\varepsilon_0] = [\text{Ф}/\text{м}]$ и $[\rho_{\text{Ац}}] = [\text{кг}/\text{м}^3]$.

Вторая ошибка состоит в абсолютизации значения ϵ_0 как мировой константы. На самом деле, понятие ϵ_0 появилось лишь в результате введения в системе СИ четвёртой единицы измерения – силы электрического тока [А], как независимой от других трёх единиц [м], [кг], [с], и определения через [А] единицы измерения заряда [Кл]. В СИ один [Кл] полагается равным $10c$ единиц заряда в СГСЭ, где c – скорость света, см., например: [28, с. 18, 217, 357]. Смысл и величина ϵ_0 устанавливаются на основе сравнения закона Кулона в СИ с законом Кулона в СГС [28, с. 357].

Таким образом, если в СИ единицу заряда [Кл] ввести не равной $10c$ СГСЭ, то величина ϵ_0 изменится. Это означает, что ϵ_0 не является мировой константой, а служит лишь для преобразования единиц СГСЭ в СИ.

В приложении 5 обсуждена избыточность системы СИ с математической точки зрения, приводящая к тому, что в одном из полученных из опыта физических законов, записанном в СИ, для согласования входящих в него величин требуется введение константы ϵ_0 или константы μ_0 . Например, известная из эксперимента электростатическая теорема Гаусса в СГС (28) связывает размерности двух физических величин – напряжённости электрического поля \mathbf{E} и плотности заряда σ . Теперь, если определить заряд независимо от размерности \mathbf{E} , то для сохранения закона (28) потребуется ввести в нём постоянный множитель, что фактически и делается в СИ.

Недостатки системы СИ для описания физических явлений по сравнению с системой СГС подробно обсуждены, например, в [28, п. 85]. Не исключено, что лоббирование СИ было в том числе коммерческим проектом по объёмному переизданию научной литературы.

Из всех предложенных систем единиц гауссова система СГС до настоящего времени остаётся наилучшей в физике [28, с. 363]. Однако теперь ей могут составить конкуренцию новые системы единиц измерения, связанные с эфиром, которые показывают

единство происхождения механических и электромагнитных величин, см. приложения 5.

21. Структура носителей эфира – ньютониев. Кинетические эффекты в эфире и веществе

Уравнения эфира (4)–(6), как и уравнения механики сплошной среды, абстрагируются от физического содержания носителей плотности и скорости материи. В газовой и гидродинамике структура вещества раскрывается молекулярно-кинетической теорией, в которой уравнения неразрывности и движения являются следствиями движения и взаимодействия многочисленных отдельных объектов малого размера. Поэтому возникает естественный вопрос о структуре носителей эфира.

В настоящее время детально проработанная теория, отвечающая на этот вопрос, отсутствует. В данном разделе предложена и изучена простейшая модель носителей эфира, основанная на аналогии с молекулярно-кинетической теорией.

Здесь же начато изучение вопроса о поведении эфира в веществе. Движение эфира внутри вещества определяется течением, созданным структурными элементами материала и внешним воздействием. Подробное исследование этого процесса требует развития эфирной модели атомов, молекул и их совокупностей. Здесь мы рассмотрим поведение эфира в веществе, используя аналогию с термодинамикой и молекулярно-кинетической теорией.

21.1. Давление невозмущённого эфира

Начать построение кинетической теории эфира разумно с анализа простейших моделей. Найдём параметры носителей (частиц) эфира в предположении, что они ведут себя подобно сыпу-

чей среде, похожей на одноатомный газ. Возможность проведения аналогии между сыпучей средой и газом основана на том, что и в той, и в другой среде предполагается отсутствие сильных связей между частицами [36, с. 150]. В этом случае давление в эфире можно оценить по скорости свободного распространения возмущения в эфире, равной скорости света, и невозмущённой плотности эфира в механических единицах $\rho_{m,0}$ (222).

В адиабатическом случае, когда нет обмена тепла в системе, реализуется известная связь между давлением и плотностью среды. Для параметров эфира по аналогии с [27, с. 79] имеем

$$\gamma \frac{p_0}{\rho_{m,0}} = c^2,$$

где γ – отношение теплоёмкостей в эфире (аналог адиабатической постоянной). Предполагая $\gamma = 5/3$, как для твёрдых частиц [121, с. 197], получаем при $\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ [кг/м³] оценку давления в эфире

$$p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{ [Па]} = 1.09 \cdot 10^6 \text{ [атм]}, \quad (224)$$

которое в $\sim 10^6$ раз больше атмосферного давления (см. также оценку (247)). Эта оценка соответствует, например, экспериментально создаваемым давлениям $1.5 \cdot 10^{10} - 2.5 \cdot 10^{10}$ [Па] для получения алмазов из графита, так как именно при приближении к давлению эфира следует ожидать сильное нарастание взаимодействия с его носителями, приводящее к существенной перестройке атомарных структур. В [146, с. 220] отмечено, что, начиная с давления $\sim 10^6$ атмосфер, у веществ появляются новые свойства. Кроме того, данная оценка давления эфира по порядку величины близка к оценке, полученной из экспериментов со взрывом проволочек и эмиттеров (см. п. 18.10), а также к давлению невозмущённого эфира, которое, согласно формуле (15),

при $\rho_* = \rho_0$, $|\mathbf{u}_*| = c$, $\mathbf{u} = 0$, $P = 0$ равно $p = \rho_{m,0}c^2 = 1.8 \cdot 10^{11}$ [Па].

21.2. Масса и размер носителей эфира – ньютониев. Среднее расстояние между ними

Оценить массу частицы эфира позволяет уравнение Клапейрона – Менделеева (уравнение состояния) для идеального газа из твёрдых частиц – аналога сыпучей среды. Это уравнение несёт дополнительную к уравнению состояния эфира (15) информацию о поведении структурных элементов в лагранжевой частице эфира.

Использование уравнения Клапейрона – Менделеева не является слишком сильным ограничением на класс изучаемых процессов в эфире, так как оно может быть получено разложением уравнения состояния всякого вещества по степеням плотности частиц [27, с. 103; 146, гл. 1, п. 1; 147, гл. 1, п. 3], а в случае эфира плотность является малой величиной (222). Кроме того, уравнение Клапейрона – Менделеева может трактоваться как следствие способа построения температурной шкалы [27, с. 25].

Теоретические методы уточнения исходного уравнения состояния идеального газа подробно обсуждены в [146], см., например, гл. 4, п. 6 и гл. 9, п. 3, где рассмотрено уравнение состояния плотной среды из твёрдых сфер, не обладающих силами притяжения. Для характерного диаметра структурного элемента эфира, оцененного в п. 21.2, соответствующая поправка к уравнению состояния [146, с. 497, формула (3.1)] оказывается очень малой.

Однако, несмотря на некоторое ограничение общности, идеализированная модель Клапейрона – Менделеева позволяет понять самые важные черты поведения эфирной среды и зависимости от варьируемых параметров, а также, последовательно отка-

зываясь от различных упрощений, выяснять специфику реальных объектов [147], например, связанную с конечными размерами структурных элементов эфира.

Для одного моля частиц уравнение Клапейрона – Менделеева имеет вид [27, с. 25; 36, с. 151]

$$pV = \bar{R}\bar{T}. \quad (225)$$

где $\bar{R} = 8.3144 \cdot 10^3$ [Дж/(кмоль К)] – универсальная газовая постоянная, рассчитанная для одного моля (см., например: [36, с. 151]), \bar{T} – температура эфира (черта введена для различия с обозначением температуры макроскопических сред T), V – молярный объём. Под температурой эфира здесь понимается энергия поступательного хаотического движения структурных элементов эфира – ньютониев, введённых в физику Д.И. Менделеевым, см. ниже.

Ввиду закона Авогадро (при одинаковых давлениях и одинаковых температурах в равных объёмах различных идеальных газов содержится одинаковое число молекул) \bar{R} имеет одно и то же значение для разных газов [27, с. 25]. Здесь мы предполагаем, что значение \bar{R} сохраняется для эфира, так как главным предположением в модели сыпучей среды, как и газа, является отсутствие сильных связей между частицами [36, с. 150].

Обозначим молярную массу частиц эфира M_0 . Её можно выразить через плотность невозмущённого эфира $\rho_{m,0}$ (222) и молярный объём V

$$M_0 = \rho_{m,0}V.$$

Подставив найденный отсюда молярный объём V в уравнение Клапейрона – Менделеева, получим

$$p = \frac{\bar{R}}{M_3} \rho_{m,0} \bar{T}. \quad (226)$$

Возьмём в качестве выраженной в градусах энергии эфира температуру так называемого реликтового излучения $\bar{T} = 2.73$ [K], см. [142–145], которая вместе со скоростью света является надёжной макроскопической характеристикой вакуума. Тогда $M_3 \approx 4.1 \cdot 10^{-13}$ [кг/кмоль]. Уравнение Клапейрона – Менделеева записано для одного моля частиц, равного числу Авогадро $N_A = 6.02214 \cdot 10^{26}$ [1/кмоль]. Тогда для массы одной частицы эфира получаем $m_3 = M_3/N_A$.

Таким образом, масса частицы эфира в аналоге газодинамической модели его структуры равна

$$m_3 \approx 6.8 \cdot 10^{-40} \text{ [кг]} = 4.1 \cdot 10^{-13} m_p, \quad (227)$$

где m_p – масса протона. Этот результат и качественно, и в принципиальном плане количественно согласуется с выводом Д.И. Менделеева [54], о том, что если эфирная частица существует, то она имеет значительно меньшую массу, чем атом водорода. Эту частицу он назвал «ньютоний» и оценил её массу как $\sim 5 \cdot 10^{-11} m_p$.

Подчеркнём, что введение массы одного ньютония m_3 означает переход от модели механики сплошной эфирной среды к модели её отдельных структурных элементов. В модели сплошной среды, например, при вычислении давления адекватнее рассматривать не массу одного ньютония m_3 , а массу большого количества ньютонийев, например молярную массу M_3 (фигурирующую в уравнении Клапейрона – Менделеева (226)), так как в п. 16.2 и 17.2 гравитационная масса объекта введена как коэффициент в формуле воздействия градиента давления эфира на объект сплошной среды, содержащий много структурных элементов этой среды.

В п. 16.2 также обсуждён принцип эквивалентности гравитационной и инертной масс объекта. При построении модели индивидуального структурного элемента эфира (ньютона) его массу m_ν можно также интерпретировать и как гравитационную, характеризующую поведение пробного ньютона в гравитационном потоке эфира, и как инертную, характеризующую ускорение ньютона под действием приложенной к нему силы.

Оценку характерного радиуса ньютона проведём на основе эфирной модели строения протона. Из эксперимента известно, что протон имеет положительный заряд и обладает свойствами вращающегося объекта. Математически данный объект можно описать вихрестокком, то есть вихрем в эфире, скорость в котором имеет ненулевую компоненту, направленную в сторону оси вихря (см. пример вихресточка и вихресточника в [140, с. 241, 242]). Пониженное давление изнутри такого вихря около его границы соответствует положительному заряду (см. п. 18.13). Форма границы вихря (шубы) при оценке размера ньютона не очень принципиальна. Это может быть сфера, эллипсоид, цилиндрический объект или «блин». Важно, что в модели протона и градиент давления (211), и радиальная скорость двигают эфир к оси вращения, в результате чего на ней накапливаются ньютоны.

Наличие в протоне центральной области с очень высокой плотностью массы наблюдается экспериментально, см., например, обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Протон] и приведённую там литературу. В математической модели этого явления будем считать, что на оси вращения протона формируется некоторый стержень (кern) длины $2r_{p,k}$, в котором сосредоточена масса протона. Допустим, что в керне линейная плотность массы $m_p/(2r_{p,k})$ настолько высока, что не может быть далее заметно увеличена без внешнего воздействия. Тогда характерный диаметр ньютона $2r_\nu$ можно оценить исходя из предела $m_p \rightarrow m_\nu$, $r_{p,k} \rightarrow r_\nu$ при условии постоянства линейной плотности керна $m_p/(2r_{p,k})$:

$$\frac{m_3}{2r_3} = \lim_{\substack{m_p \rightarrow m_3 \\ r_{p,k} \rightarrow r_3}} \frac{m_p}{2r_p} = \frac{m_p}{2r_{p,k}}.$$

Отсюда

$$r_3 = r_{p,k} \frac{m_3}{m_p}.$$

Учитывая (227), находим

$$r_3 \approx 4.1 \cdot 10^{-13} r_{p,k}.$$

Длину ядра протона $2r_{p,k}$ оценим в предположении, что размер протонного вихря $2r_p$ сопоставим с длиной ядра $2r_{p,k} \sim 2r_p$. В качестве характерного радиуса вихря r_p естественно взять расстояние от оси вращения, на котором линейная скорость вращения близка к скорости света c . Такой выбор обусловлен тем, что c , являясь скоростью свободного распространения возмущений в эфире, не превышает в типичных условиях без внешних воздействий, а значит, ограничивает величину линейной скорости в эфирном вихре. Искомому радиусу протонного вихря r_p соответствует комптоновский радиус протона $r_p = \hbar/(m_p c)$. Именно на комптоновском радиусе линейная скорость вращения с угловой частотой $\omega_p = 2\pi\nu$, определяемой по энергии протона $h\nu = m_p c^2$, достигает скорости света: $r_p = c/\omega_p = c/(2\pi\nu) = hc/(2\pi m_p c^2) = \hbar/(m_p c)$.

Итак,

$$\begin{aligned} r_3 &\approx 4.1 \cdot 10^{-13} r_p; \\ r_3 &\approx 8.6 \cdot 10^{-27} \text{ [см]}, \text{ если } r_p = \hbar/(m_p c). \end{aligned} \quad (228)$$

Таким образом, в объёме протона можно разместить до $r_p^3/r_3^3 = 10^{37}$ ньютониев. Это означает, например, что в эфире имеются колоссальные возможности по организации различных структурных элементов и информационных структур даже на расстоянии порядка радиуса протона.

Малый размер ньютониев обосновывает возможность применения модели сплошной среды для описания эфира вплоть до расстояния $\sim 4.1 \cdot 10^{-12}$ радиуса протона, так как в соответствующем этому расстоянию объёме (лагранжевой частице) можно разместить порядка $(4.1 \cdot 10^{-12}r_p)^3/(4.1 \cdot 10^{-13}r_p)^3 = 10^3$, что достаточно для удовлетворения требованию сплошности среды.

Среднее расстояние между ньютониями r_* зависит от конкретных условий, в которых находится эфир.

Например, r_* в протоне можно оценить из того, что, согласно (227), в протоне должно находиться $m_p/m_3 \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ ньютониев. Оценка r_* снизу получается в предельном предположении, что все ньютонии в протоне находятся на керне. Тогда расстояние между ними имеет порядок $r_* \sim 2r_p/(m_p/m_3) \approx 2 \cdot 8.6 \cdot 10^{-27}$ [см], то есть порядок характерного диаметра ньютония $2r_3$. Оценку r_* сверху можно получить, приняв за форму протона сферу с комптоновским радиусом r_p (228). Тогда средний объём, приходящийся на один ньютоний, есть: $V_p/(m_p/m_3)$, $V_p = 4\pi r_p^3/3$. Если этот средний объём представить в виде куба, то расстояние между центрами соседних кубов (ньютониями) будет равно длине ребра куба $r_* \sim (V_p/(m_p/m_3))^{1/3} \approx 2.9 \cdot 10^{-18}$ [см]. Конечно, такая оценка является очень сильно завышенной, так как в рассмотренной модели протона ньютонии концентрируются в его керне, имеющем линейную форму.

Среднее расстояние между ньютониями r_* в невозмущённом эфире, казалось бы, можно оценить по аналогии с [30, с. 17] ис-

ходя из известной концентрации $\rho_{m,0}/m_3$, определённой значениями $\rho_{m,0}$ (222) и m_3 (227): $r_* \sim 1/\sqrt[3]{\rho_{m,0}/m_3} \approx 7.0 \cdot 10^{-10}$ [см]. Однако такая оценка в общем случае неверна, так как предполагает наличие установившегося распределения ньютониев по пространству. Это предположение не соответствует очень высокой проникающей способности эфира, который трудно ограничить каким-либо сосудом, где обычно рассматривается поведение газа. Кроме того, не исключено, что в невозмущённом эфире могут образовываться области сгущения и разряжения ньютониев в результате их хаотического движения в неограниченном пространстве, тем более если у ньютониев нет сил отталкивания. Иными словами, невозмущённый эфир обладает некоторой средней плотностью массы $\rho_{m,0}$, но среднее расстояние между ньютониями в нём в общем случае не определено, как и в предоставленном самому себе газе. Однако известная из опыта малая теплопроводность вакуума позволяет оценить сверху среднюю длину свободного пробега ньютониев в невозмущённом эфире (252).

21.3. Распределение ньютониев при хаотическом тепловом и направленном движении

Детальное изучение ньютониев является направлением дальнейших исследований. Однако и в настоящее время можно оценить их свойства, используя закономерности общего вида.

Предположим, что эфир состоит из очень большого числа тождественных ньютониев, находящихся в состоянии беспорядочного теплового движения при определённой температуре. Рассмотрим случай, когда силовые поля, действующие в эфире, отсутствуют.

Принцип детального равновесия и общие свойства симметрии законов механики позволяют, независимо от формы структурных элементов и действующих между ними сил, установить

максвелловский закон распределения их скоростей (см., например: [27, п. 72, 74; 147, гл. 1, п. 4])

$$f(\mathbf{v}) = Ae^{-\alpha v^2},$$

где \mathbf{v} – скорость структурного элемента, $f(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ – вероятность его нахождения в элементе объёма $d\mathbf{v}$ пространства скоростей.

Коэффициенты A и α определяются нормировкой плотности вероятности f на единицу и на заданную среднюю кинетическую температуру $\varepsilon_{\text{ср}}$ структурных элементов, каждый из которых имеет кинетическую энергию ε .

Представленная в книге теория не вводит ограничение на величину скорости ньютона. Поэтому интегрирование будем проводить по всему пространству скоростей

$$\iiint_{-\infty}^{-\infty} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = 1, \quad \iiint_{-\infty}^{-\infty} \varepsilon f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \varepsilon_{\text{ср}}.$$

Кинетическая энергия ε структурного элемента среды зависит от числа его механических степеней свободы [36, с. 89]. Её можно ввести различными способами. В данной книге мы последовательно используем определение плотности кинетической энергии при мгновенной генерации движения из состояния покоя, см. п. 1.4. Применим такой подход и к ньютонию массы m_{\circ} . Для кинетической энергии его поступательного движения получим

$$\varepsilon = m_{\circ} \mathbf{v}^2. \quad (229)$$

Переходя в интегралах к сферическим координатам, находим

$$\alpha = \frac{3 m_3}{2 \varepsilon_{\text{ср}}}, \quad A = \left(\frac{3 m_3}{2 \pi \varepsilon_{\text{ср}}} \right)^{3/2}.$$

В физике для кинетической энергии поступательного движения центра масс структурного элемента среды используется формула $\varepsilon_{1/2} = m_3 \mathbf{v}^2 / 2$. Соответственно, его средняя кинетическая энергия есть $\varepsilon_{1/2, \text{ср}} = m_3 \langle \mathbf{v}^2 \rangle / 2$, где $\langle \cdot \rangle$ – сумма по всем структурным элементам, находящимся в единице объёма, делённая на число этих элементов, см., например: [27, п. 63]. За меру кинетической температуры выбирается две трети средней кинетической энергии поступательного движения элемента среды $\Theta = 2\varepsilon_{1/2, \text{ср}} / 3$ и показывается [27, с. 197], что в этом случае кинетическая температура Θ и абсолютная термодинамическая температура T связаны соотношением $\Theta = kT$, где $k = \bar{R} / N_A$ – постоянная Больцмана.

Если кинетическую энергию поступательного движения ньютона вычислять по формуле (229), то для средней кинетической энергии получим $\varepsilon_{\text{ср}} = m_3 \langle \mathbf{v}^2 \rangle$. Тогда по аналогии с [27, с. 190], для того чтобы сохранить связь $\Theta = k\bar{T}$, следует определить Θ как $\Theta = \varepsilon_{\text{ср}} / 3$ (см. также [27, с. 194] о вариациях формулы, связывающей давление газа и плотность энергии). Отсюда

$$\varepsilon_{\text{ср}} = 3\Theta = 3k\bar{T}, \quad (230)$$

$$\alpha = \frac{m_3}{2k\bar{T}}, \quad A = \left(\frac{m_3}{2\pi k\bar{T}} \right)^{3/2}.$$

Выражения для α и A формально совпали с обычно используемыми в максвелловском распределении [27, с. 250]. Поэтому для наиболее вероятной скорости $v_{\text{в}}$, средней скорости $v_{\text{ср}}$ и средней квадратичной скорости $v_{\text{кв}}$ структурного элемента

эфира можно воспользоваться формулами [36, с. 206, 207; 27, п. 59, 60, 73]

$$v_{\text{в}} = \sqrt{\frac{2k\bar{T}}{m_{\text{э}}}}, \quad v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{8k\bar{T}}{\pi m_{\text{э}}}}, \quad v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3k\bar{T}}{m_{\text{э}}}}. \quad (231)$$

Известно, что на поступательное движение центра масс макроскопического объекта в среднем приходится та же энергия, что и на поступательное движение одной частицы [27, с. 202]. Атомы и молекулы можно рассматривать по отношению к ньютониям как макроскопические тела. Поэтому температура ньютониев в равновесии около атомов и молекул в случае упругих столкновений совпадает с температурой атомов или молекул.

При температурах \bar{T} от 1 до 273 [К] наиболее вероятная скорость ньютониев $v_{\text{в}}$ лежит в диапазоне от $0.67c$ до $11c$, средняя скорость $v_{\text{ср}}$ – в диапазоне от $0.76c$ до $12.5c$, средняя квадратичная $v_{\text{кв}}$ – в диапазоне от $0.82c$ до $13.6c$, где c – скорость света. Большие скорости обусловлены малой массой ньютониев. Возможность превышения средней тепловой скоростью хаотического движения ньютониев $v_{\text{ср}}$ величины скорости света c не является чем-то необычным, так как аналогичная ситуация имеет место, например, в воздухе, где средняя тепловая скорость молекул может значительно превышать скорость звука [27, п. 60].

Важно подчеркнуть, что даже при очень низких температурах тепловая скорость ньютониев имеет порядок скорости света. По аналогии с распространением звука в веществе это объясняет возможность свободного распространения возмущений в эфире именно со скоростью света.

При $\bar{T} = 2.7$ [К] средняя кинетическая энергия равна $\varepsilon_{\text{ср}} = 3k\bar{T} = 1.12 \cdot 10^{-40}$ [эрг] = $1.81m_{\text{э}}c^2$. Отсюда $m_{\text{э}}c^2 = 1.65k\bar{T}$ при $\bar{T} = 2.7$ [К]. В этом состоит причина расхождения в 1.65 раза

между найденной выше на основе последовательных рассуждений массой ньютона m_3 (227) и полученной М.Я. Ивановым [153] оценкой $\tilde{m}_3 \approx 4.2 \cdot 10^{-40}$ [кг] из формального условия $m_3 c^2 = k\bar{T}$ при $\bar{T} = 2.7$ [К].

В случае одновременного хаотического теплового движения и направленного движения ньютонов с заданной средней скоростью $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_0(t, \mathbf{r})$ их распределение по скоростям находится как равновесное решение уравнения Больцмана

$$\tilde{f}(\mathbf{v}) = A e^{-\alpha(\mathbf{v}-\boldsymbol{\beta})^2}, \quad (232)$$

где величины A , α , $\boldsymbol{\beta}$ задаются из условия нормировки $\tilde{f}(\mathbf{v})$ на единицу, известной средней скорости \mathbf{v}_0 и определения температуры, см., например: [38, п. 6.3]:

$$\begin{aligned} \iiint_{-\infty}^{-\infty} \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} &= 1, & \iiint_{-\infty}^{-\infty} \mathbf{v} \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} &= \mathbf{v}_0, \\ \iiint_{-\infty}^{-\infty} m_3 (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)^2 \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} &= 3k\bar{T}. \end{aligned}$$

Здесь, как и выше, температура хаотического движения вводится без множителя $1/2$, следуя формуле (229) для кинетической энергии ньютона.

Перечисленные условия дают

$$\alpha = \frac{m_3}{2k\bar{T}}, \quad A = \left(\frac{m_3}{2\pi k\bar{T}} \right)^{3/2}, \quad \boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}_0. \quad (233)$$

Выражения для α и A совпадают с рассмотренным выше случаем $\mathbf{v}_0 = 0$. Однако меняются формулы для наиболее вероятной

скорости v_b , при которой $\tilde{f}(\mathbf{v})$ достигает максимума, средней скорости

$$v_{cp} = \iiint_{-\infty}^{-\infty} |\mathbf{v}| \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

и средней квадратичной скорости

$$v_{KB}^2 = \iiint_{-\infty}^{-\infty} \mathbf{v}^2 \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \mathbf{v}_x^2 + \mathbf{v}_0^2, \quad \mathbf{v}_x^2 \equiv \frac{3k\bar{T}}{m_3}. \quad (234)$$

21.4. Краткий обзор моделей неравновесных, необратимых процессов и коэффициентов переноса в физике. Применение к описанию кинетики ньютониев

Описание неравновесных, необратимых процессов является одной из главных задач кинетики, см., например: [147, с. 119]. Рассчитанные теоретически или найденный экспериментально коэффициенты переноса используются в моделях сплошной среды, см., например: [14, 9, 62].

В основе рассмотрения большинства необратимых, неравновесных процессов (см., например: [14, гл. 5, п. 3]), таких как теплопроводность, вязкость, диффузия, лежит гипотеза о локальном равновесии. Эта гипотеза предполагает такой обмен энергией и импульсом между частицами, что после первого же столкновения каждая молекула приобретает равновесные свойства, характерные для той точки пространства, где оно произошло [147, с. 119]. Линейный размер микрообластей локального равновесия определяется длиной свободного пробега частиц, на котором сохраняются присущие им свойства. Поэтому, несмотря на огром-

ные скорости частиц, перенос свойств среды происходит последовательно, из микрообласти в микрообласть и является обычно значительно более медленным процессом. Математически эта гипотеза выражается в том, что скорость распространения тепла определяется не только средней тепловой скоростью движения элементов среды, но и градиентами температуры и плотности.

В достаточно широком классе неравновесных систем, где средняя длина свободного пробега частиц много меньше характерного размера неоднородности среды, распределение частиц по скоростям в каждой точке пространства можно считать близким к максвелловскому, хотя значение температуры по объёму непостоянно. В общем случае распределение частиц по скоростям не является максвелловским.

Идея о последовательном приспособлении частиц к свойствам среды в тех точках пространства, где происходит их очередное столкновение, лежит в основе большинства кинетических расчётов явлений переноса [147, с. 120]. Но сами эти расчёты могут быть выполнены на разных уровнях строгости, в зависимости от того, насколько полно учитываются различные детали явления. В [147, гл. 1, п. 16, гл. 4, п. 32; 27, п. 89–92; 146, гл. 1, п. 2; 148, гл. 4; 149, п. 52] коэффициенты переноса (теплопроводности, вязкости, диффузии) получены с помощью рассмотрения движения частиц среды на характерном промежутке времени между двумя последовательными столкновениями. В [146, гл. 7, п. 1–4, гл. 8, гл. 9] коэффициенты переноса рассчитаны на основе решения уравнения Больцмана или модели классической статистической механики [146, гл. 9, п. 4]. В [147; 150; 146, гл. 1, п. 3, гл. 13; 27, п. 69] проводится учёт сил взаимодействия между частицами среды, наличия у частиц внутренних степеней свободы (колебательных, вращательных и т. п.), а также различных процессов в среде.

Уравнения механики сплошной среды в дифференциальной форме, включая уравнения эфира (1)–(6), не применимы для описания траекторий лагранжевых частиц с изломами, так как на изломах производные не определены. Теоретически можно было бы использовать модель сплошной среды в интегральной форме по аналогии, например, с [10, с. 55], но при таком подходе возникнет необходимость решения интегральных уравнений, что представляет собой гораздо более сложную задачу, чем решение дифференциальных уравнений. В механике сплошной среды вместо применения интегральной формы к уравнениям неразрывности и движения в дифференциальной форме добавляют уравнение состояния или уравнение энергии (см., например: [14, гл. 5, п. 8 и гл. 7, с. 395]), содержащее в усреднённом виде описание поведения структурных элементов рассматриваемой среды. Уравнение состояния в физике определяется либо из опытов, либо из теории динамики структурных элементов, в частности, статистической физики [146, 38].

Вопрос о свойствах структурных элементов эфира и деталях их взаимодействия друг с другом остаётся открытым. В таких условиях естественно начать изучение поведения структурных элементов эфира на основе аналогии с известными средами. В п. 21.2 параметры носителей (частиц) эфира оценены в предположении, что они ведут себя подобно сыпучей среде, похожей на одноатомный газ. Такие частицы, следуя Д.И. Менделееву [54], названы ньютониями.

Состояние газа из твёрдых частиц (аналог сыпучей среды) в простейшем случае описывается уравнением Клапейрона – Менделеева. Это уравнение для ν молей частиц среды имеет вид [27, с. 25; 36, с. 151]

$$pV = \nu \bar{R} \bar{T}. \quad (235)$$

где \bar{R} – универсальная газовая постоянная, V – объём, занимаемый ν молями частиц, \bar{T} – температура среды, в данном случае – эфира. Возможность использования уравнения (235) для эфира обсуждена в п. 21.2.

Число молей в объёме V при плотности ρ_m есть

$$\nu = \frac{\rho_m V}{M_3},$$

где M_3 – молярная масса ньютониев (частиц эфира), см. п. 21.2.

Подставляя ν в (235), получаем для эфира

$$p = \frac{\bar{R}}{M_3} \rho_m \bar{T}. \quad (236)$$

Используя $M_3 = m_3 N_A$ и известную связь $\bar{R} = k N_A$, где $k = 1.3807 \cdot 10^{-23}$ [Дж/К] = $1.3807 \cdot 10^{-16}$ [эрг/К] – постоянная Больцмана, $N_A = 6.02214 \cdot 10^{23}$ [1/моль] – число Авогадро, уравнения (235) и (236) можно записать в форме

$$pV = \nu k N_A \bar{T}, \quad p = \frac{k}{m_3} \rho_m \bar{T}. \quad (237)$$

На поступательное движение центра масс макроскопического объекта при упругом взаимодействии с частицами в среднем приходится та же энергия, что и на поступательное движение одной частицы [27, с. 202]. Атомы, молекулы и состоящие из них объекты можно рассматривать по отношению к ньютонию как макроскопические объекты. Если считать взаимодействие ньютониев с ними упругим, то около объекта температура ньютониев в равновесии совпадает с энергией T поступательного

движения центра масс объекта и в формуле (236): $\bar{T} = T$. В общем случае закон взаимодействия ньютониев с объектами, которые сами состоят из ньютониев, пока не установлен. Кроме того, на больших расстояниях от макроскопического объекта по аналогии с молекулярно-кинетической теорией температура ньютониев определяется их теплопроводностью, конвекцией, а также другими процессами и может существенно отличаться от температуры около объекта. Поэтому далее в формуле (236) будем использовать обозначение \bar{T} , подчёркивающее, что речь идёт именно о температуре эфира.

Наибольший интерес в эфире представляет случай высокой концентрации ньютониев, так как, видимо, он лежит в основе доступных для наблюдения объектов и процессов. Явления переноса в концентрированных (плотных) средах рассмотрены в [146, гл. 9; 147, гл. 4, п. 32]. В таких средах главным механизмом переноса является столкновение частиц среды и увеличение частоты столкновений [146, с. 480, 497].

Отметим преимущество подхода [147, гл. 1, п. 16 и гл. 4, п. 32] для расчёта коэффициентов переноса, при котором пропорциональность потока градиенту в законах переноса не постулируется, а выводится в процессе рассуждений. Кроме того, такой подход позволяет получить более общий результат, например, учесть перенос тепла, вызванный градиентом концентрации частиц [147, с. 128].

Изучение процессов переноса в эфире начнём с простейшей модели, основанной на рассмотрении движения ньютониев между двумя последовательными столкновениями.

21.5. Теплопередача в эфире. Теплоёмкость эфира

Явление передачи тепла состоит в направленном переносе внутренней энергии среды [36, с. 210]. Механизм тепловых про-

цессов в газе, жидкости, твёрдом теле и плазме раскрывается молекулярно-кинетической теорией. Передача тепла связывается в физике с хаотическим (случайным) движением структурных элементов (молекул, атомов и т. п.), из которых состоит среда. Наличие хаотического движения объясняется столкновениями или колебаниями структурных элементов [27, с. 61].

Коэффициент теплопроводности эфира можно получить, повторяя кинетические рассуждения [27, с. 334–340; 146, гл. 1, п. 2] для ньютониев с учётом, возможно, их высокой концентрации [146, гл. 9; 147, гл. 4, п. 32] или по аналогии с [150, п. 2.4], но рассматривая видоизменённое для плотных сред уравнение Больцмана [146, с. 497–499].

Однако с целью демонстрации связи явления теплопередачи в эфире с исходными постулатами эфирной теории построим здесь модель передачи тепла, используя уравнение состояния эфира (15), полученное из закона сохранения количества движения, и аналогию с сыпучей средой. Под теплом, как и выше, будем понимать энергию поступательного хаотического движения ньютониев. Как будет показано ниже, формула для коэффициента теплопроводности эфира при таком описании процесса теплопередачи в точности совпадает по внешнему виду с результатом непосредственного анализа кинетики ньютониев по известным подходам. Такое совпадение говорит о соответствии друг другу модели, основанной на уравнении состояния эфира (15), и модели кинетического описания ньютониев.

Кроме того, учтём возможное наличие ненулевой скорости направленного движения ньютониев. Такое обобщение понадобится в п. 21.11.

Теплопередачу в веществе обсудим в конце данного раздела и в п. 21.6.

Уравнение (15) получено для лагранжевой частицы, включающей большое число ньютониев. Возьмём предел от (15), устре-

мив объём лагранжевой частицы к объёму ньютона при фиксированных p и ρ_m . В результате получим уравнение для одного ньютона, которое по внешнему виду совпадает с исходным уравнением (15), так как в (15) не входит объём (уравнение (15) записано в точке среды):

$$p_* = p + \rho_m \mathbf{u}^2 + \Pi, \quad p_* \equiv \rho_{m,*} \mathbf{u}_*^2. \quad (238)$$

Здесь p – давление, создаваемое одним ньютоном в среде ньютонов, \mathbf{u} – скорость ньютона, ρ_m – плотность эфира в механических единицах: $\rho_m = k_{m,0} \rho$ (п. 20.1).

Рассмотрим достаточно общий случай, когда скорость ньютона \mathbf{u} складывается из скорости хаотического теплового движения \mathbf{u}_x и заданной средней скорости направленного движения \mathbf{u}_0 :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_x + \mathbf{u}_0. \quad (239)$$

Согласно (234), среднеквадратичная скорость такого движения есть

$$\bar{\mathbf{u}}^2 \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}^2 \tilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}}_x^2 + \mathbf{u}_0^2, \quad \bar{\mathbf{u}}_x^2 \equiv \frac{3k\bar{T}}{m_s}, \quad (240)$$

где \bar{T} – температура хаотического движения ньютонов.

Для сокращения записи обозначим величину корня из средней квадратичной скорости $\bar{u} \equiv |\bar{\mathbf{u}}|$, величину средней скорости теплового хаотического движения $\bar{u}_x = |\bar{\mathbf{u}}_x|$ и величину средней скорости направленного движения $u_0 = |\mathbf{u}_0|$.

Дифференцировать выражение (238) по времени на траекториях хаотического теплового движения ньютонов нельзя, так

как такие траектории могут содержать изломы. Однако средние величины уже можно считать гладкими функциями времени. Поэтому рассмотрим среднее по пространству скоростей от выражения (238) с учётом максвелловского распределения ньютониев (232), (233). В случае не зависящей от скорости ньютона плотности ρ_m получаем

$$p_* = \bar{p} + \rho_m \bar{\mathbf{u}}^2 + \bar{\Pi},$$

$$\bar{p} \equiv \iiint_{-\infty}^{-\infty} p \tilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u}, \quad \bar{\Pi} \equiv \iiint_{-\infty}^{-\infty} \Pi \tilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u},$$

где \bar{p} – среднее давление, создаваемое ньютонием, $\bar{\mathbf{u}}^2$ вычисляется по формуле (240).

Итак, среднее давление в эфире (плотность энергии) \bar{p} , создаваемое одним ньютонием при наличии хаотического теплового и направленного движения, есть

$$\bar{p} = p_* - \bar{\mathcal{A}} - \bar{\Pi},$$

$$\bar{\mathcal{A}} \equiv \rho_m \bar{u}^2 = \rho_m (\bar{u}_x^2 + u_0^2) = \rho_m \frac{3k\bar{T}}{m_s} + \rho_m u_0^2,$$

где $\bar{\mathcal{A}}$ – средняя плотность энергии теплового и поступательного движения ньютониев.

Пусть тепло в данной точке пространства переносится в направлении единичного вектора $\mathbf{i}_{пт}$. Введём среднюю скорость ньютониев в направлении $\mathbf{i}_{пт}$

$$\bar{\mathbf{u}}_{пт} \equiv \bar{u}_x \mathbf{i}_{пт} + (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{пт}) \cdot \mathbf{i}_{пт}. \quad (241)$$

Ещё раз подчеркнём, что, несмотря на огромную скорость хаотического теплового движения частиц \bar{u}_x , перенос свойств

среды, в соответствии с гипотезой о локальном равновесии, происходит в модели этого процесса значительно медленнее (см. п. 21.4).

При изучении движения тепла нас интересуют только те ньютонии, которые участвуют в его переносе. В простейшей модели процессов переноса предполагается, что частицы движутся хаотически только в трёх взаимно перпендикулярных направлениях. Тогда [27, с. 336; 147, с. 121] плотность частиц, приходящих в рассматриваемую точку по направлению $\mathbf{i}_{\text{пт}}$, равна $\rho_m/6$. С такой же плотностью приходят в эту точку частицы с противоположного направления $-\mathbf{i}_{\text{пт}}$. В сумме в данную точку частицы попадают с плотностью $\rho_m/3$.

Таким образом, создаваемое ньютонием давление $p_{\text{пт}}$, связанное с переносом тепла и поступательным движением в направлении $\mathbf{i}_{\text{пт}}$, есть

$$p_{\text{пт}} = p_* - \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}} - \bar{P}, \quad (242)$$

$$\bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}} \equiv \frac{k}{m_s} \rho_m \bar{T} + \rho_m (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2,$$

где $\bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}$ – средняя плотность энергии теплового и поступательного движения ньютониев, участвующая в переносе тепла по направлению $\mathbf{i}_{\text{пт}}$, $k/m_s = \bar{R}/M_s$.

Рассмотрим выражение (242) на траектории ньютония $\bar{\mathbf{r}}(t)$, соответствующей средней скорости $\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}$

$$\frac{d\bar{\mathbf{r}}(t)}{dt} = \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}.$$

Взяв от (242) полную производную по времени на траектории $\bar{\mathbf{r}}(t)$, получаем плотность мощности хаотического и поступательного теплового течения, переносимую ньютонием вдоль этой траектории

$$\bar{w}(t, \bar{\mathbf{r}}(t)) \equiv \frac{dp_{\text{пт}}}{dt} = -\frac{d\bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}}{dt} - \frac{d\bar{\Pi}}{dt}.$$

В эйлеровых переменных

$$\begin{aligned} \bar{w}(t, \bar{\mathbf{r}}) &= -\frac{\partial \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}(t, \bar{\mathbf{r}})}{\partial t} - \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}(t, \bar{\mathbf{r}}) \cdot \nabla_{\bar{\mathbf{r}}} \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}(t, \bar{\mathbf{r}}) - \frac{d\bar{\Pi}}{dt}, \\ \frac{d\bar{\Pi}}{dt} &= -\frac{\partial \bar{\Pi}(t, \bar{\mathbf{r}})}{\partial t} - \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}(t, \bar{\mathbf{r}}) \cdot \nabla_{\bar{\mathbf{r}}} \bar{\Pi}(t, \bar{\mathbf{r}}). \end{aligned}$$

Далее $\bar{\mathbf{r}}$ в $\nabla_{\bar{\mathbf{r}}}$ опустим для краткости.

В установившемся режиме (частные производные по времени обращаются в ноль) при отсутствии внешних источников имеем

$$\bar{w} = -\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} \cdot \nabla \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}.$$

В силу формулы (72), последнее соотношение можно интерпретировать как создание плотности мощности теплового течения эфира $\bar{w} = k_{m,0} \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} \cdot \bar{\mathbf{E}}_{\text{пт}}$ электрическим полем $\bar{\mathbf{E}}_{\text{пт}} = -\nabla \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}} / k_{m,0}$, связанным с хаотическим и направленным движением ньютониев. При том, что наличие заряда у ньютона не предполагается.

Количество энергии, приносимой в единицу времени со скоростью $\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}$ на единичную площадку толщиной $\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} dt$ с двух её сторон, есть

$$d\bar{j} \equiv \bar{w} \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} dt = -(\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} \cdot \nabla \bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}) \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} dt. \quad (243)$$

В соответствии с применяемой здесь стандартной методикой расчёта коэффициентов переноса (см. п. 21.4), произведение

$\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} dt$ рассматривается равным длине свободного пробега $\bar{\lambda}$ между двумя последовательными столкновениями [27, п. 89; 28, п. 42]. Конкретный вид $\bar{\lambda}$ обсуждается ниже.

Подставим $\bar{\mathcal{A}}_{\text{пт}}$ из (242) в $d\bar{\mathbf{j}}$ (243)

$$d\bar{\mathbf{j}} = - \left(\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} \cdot \nabla \left(\frac{\bar{R}}{M_3} \rho_m \bar{T} + \rho_m (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2 \right) \right) \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}} dt = \\ - \frac{\bar{R} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}}^2 dt}{M_3} \frac{\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}}{\bar{u}_{\text{пт}}} \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}}{\bar{u}_{\text{пт}}} \cdot \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho_{m,*}} \left(\bar{T} + \frac{M_3}{\bar{R}} (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2 \right) \right) \right),$$

где $\rho_{m,*}$ – характерная плотность эфира.

По аналогии с законом теплопроводности Фурье для плотности теплового потока (количества энергии, проходящей в единицу времени через единицу площади) [36, с. 210; 27, с. 162–164] назовём коэффициентом теплопроводности эфира величину χ , стоящую при члене с градиентом:

$$d\bar{\mathbf{j}} = -\chi \frac{\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}}{\bar{u}_{\text{пт}}} \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт}}}{\bar{u}_{\text{пт}}} \cdot \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho_{m,*}} \bar{T} + \frac{M_3}{\bar{R}} (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2 \right) \right), \quad (244) \\ \chi \equiv \frac{\bar{R}}{M_3} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}}^2 dt = \frac{k N_A}{m_3 N_A} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}}^2 dt = \frac{k}{m_3} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}}^2 dt,$$

где m_3 – масса ньютона (см. п. 21.2). Подчеркнём, что формула (244) учитывает теплопередачу, вызванную градиентом плотности (см. обсуждение в [147, с. 128]), а также возможное наличие направленного движения со средней скоростью \mathbf{u}_0 .

Для сыпучей среды по аналогии с идеальным одноатомным газом можно рассчитать удельную теплоёмкость при постоянном объёме c_v [27, с. 213; 121, с. 197]. С учётом введения в эфире

энергии поступательного движения по формуле (229) (без множителя 1/2) имеем

$$c_v = 3 \frac{\bar{R}}{M_3} = 3 \frac{k}{m_3},$$

где M_3 – молярная масса ньютониев, m_3 – масса одного ньютона.

Тогда

$$\chi = \frac{1}{3} c_v \rho_{m,*} \bar{u}_{пт}^2 dt = \frac{1}{3} \rho_{m,*} \bar{u}_{пт} c_v \bar{\lambda}, \quad \bar{\lambda} = \bar{u}_{пт} dt. \quad (245)$$

Эта формула по внешнему виду в точности совпадает с формулой, полученной в молекулярно-кинетической теории газа, см., например: [27, с. 340; 147, с. 122].

Теплоёмкость c_v эфира зависит только от универсальных констант: постоянной Больцмана k и массы ньютона m_3 :

$$c_v = 3 \frac{k}{m_3} \approx 6 \cdot 10^{20} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{г} \cdot \text{К}} \right] = 6 \cdot 10^{16} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right].$$

По аналогии с выводом в [27, с. 213] можно рассчитать удельную теплоёмкость при постоянном давлении c_p

$$c_p = c_v + \frac{\bar{R}}{M_3} = 4 \frac{\bar{R}}{M_3} = 4 \frac{k}{m_3}. \quad (246)$$

Для сравнения теплоёмкость воздуха при 300 [К] и атмосферном давлении равна $c_p \approx 10^3$ [Дж/(кг · К)], см. [121, с. 218]. Анализируя данные [121, гл. 9], заключаем, что теплоёмкость

эфира на 12–13 порядков превышает теплоёмкости обычных веществ. То есть для изменения температуры эфира на единицу необходимо передать его единичной массе количество теплоты в 10^{12} – 10^{13} раз больше, чем обычному веществу. Это означает, что температуру эфира трудно изменить и он фактически является термостатом. Колоссальную теплоёмкость эфира можно пытаться использовать в практических целях.

По c_p и c_v вычисляем показатель адиабаты эфира

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{4}{3} \approx 1.33.$$

В п. 21.1 для эфира применялось значение $\gamma = 5/3 \approx 1.67$. Использование коэффициента $4/3 \approx 1.33$ вместо $5/3$ несколько увеличивает оценку давления невозмущённого эфира (224)

$$p_0 \approx 1.3 \cdot 10^{11} \text{ [Па]}. \quad (247)$$

С учётом (241), (240), (245) коэффициент χ (244) можно переписать в другой форме

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\bar{R}}{M_\gamma} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}} \bar{u}_{\text{пт}} dt = \\ &= \frac{k N_A}{m_\gamma N_A} \rho_{m,*} (\bar{u}_x^2 + 2\bar{u}_x (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) + (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2)^{1/2} \bar{\lambda} = \\ &= \frac{k}{m_\gamma} \rho_{m,*} \left(\frac{3k\bar{T}}{m_\gamma} + 2(\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) \left(\frac{3k\bar{T}}{m_\gamma} \right)^{1/2} + (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2 \right)^{1/2} \bar{\lambda} = \\ &= \left(\frac{k}{m_\gamma} \right)^{3/2} \rho_{m,*} (3\bar{T} + U_0)^{1/2} \bar{\lambda}, \end{aligned} \quad (248)$$

$$U_0 \equiv \frac{m_{\circlearrowleft}}{k} (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) \left(2 \left(\frac{3k\bar{T}}{m_{\circlearrowleft}} \right)^{1/2} + (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) \right).$$

При отсутствии направленного движения ньютониев $u_0 = 0$ формула (248) упрощается

$$\chi = 3 \left(\frac{k}{m_{\circlearrowleft}} \right)^2 \rho_{m,*} \bar{T} dt.$$

Используем методику [147, с. 269–272] для модификации формулы (245) на случай большой концентрации ньютониев, когда начинает сказываться влияние размера ньютона на длину свободного пробега. В этом случае средний свободный пробег ньютона $\bar{\lambda} = \bar{u}_{\text{пт}} dt$ уже соизмерим с характерным расстоянием между ньютониями $\bar{\lambda} \sim r_*$. Кроме того, каждый свободный пробег, измеренный расстоянием между центрами ньютониев, сокращается на два радиуса ньютона $2r_{\circlearrowleft}$, то есть эффективная скорость передвижения увеличивается и становится равной $\tilde{u}_{\text{пт}} \equiv \bar{u}_{\text{пт}} r_* / (r_* - 2r_{\circlearrowleft})$. В результате из (245) получаем

$$\chi = \frac{1}{3} \rho_{m,*} \tilde{u}_{\text{пт}} c_v r_* = \frac{1}{3} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}} c_v \frac{r_*^2}{r_* - 2r_{\circlearrowleft}}. \quad (249)$$

Отличие средней длины свободного пробега $\bar{\lambda}$ в концентрированной среде от разреженной среды, где длина $\bar{\lambda}$ берётся равной $1/(\sigma \rho_{m,*}/m_{\circlearrowleft})$, $\sigma = \pi r_{\circlearrowleft}^2$ [27, с. 324; 36, с. 209], приводит к появлению зависимости коэффициента теплопроводности в концентрированной среде от плотности.

Оценим χ в предельном случае очень малого характерного расстояния между ньютониями

$$\bar{u}_{\text{пт}} dt = \bar{\lambda} \sim r_* \sim \alpha_r r_3, \quad \alpha_r = 3, \quad (250)$$

где r_3 – радиус ньютона, α_r – параметр, характеризующий длину свободного пробега $\bar{\lambda}$. Отметим, что расстояние $2r_3$ является минимальным для «свободного» прохождения ньютона между двумя другими.

Из (249) имеем

$$\chi = \frac{k}{m_3} \rho_{m,*} \bar{u}_{\text{пт}} 9r_3. \quad (251)$$

При температуре $\bar{T} = 2.7$ [К] и $u_0 = 0$, согласно (231), имеем $\bar{u}_{\text{пт}} = v_{\text{кв}} \approx 1.35c$. Тогда для $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,0}$ (222) и r_3 (228): $\chi \approx 1.3 \cdot 10^{-3}$ [эрг/(с · см · К)], что является крайне малой величиной по сравнению с теплопроводностью макроскопических объектов, которая, например, для воздуха составляет $2.62 \cdot 10^{-2}$ [Дж/(с · м · К)] = $2.62 \cdot 10^3$ [эрг/(с · см · К)], см. [121, с. 346]. Таким образом, полученная оценка коэффициента теплопроводности эфира соответствует опытным данным, показывающим очень высокое теплоизоляционное свойство вакуума. Увеличение характерного расстояния между ньютонами r_* (250) на 4–5 порядков не меняет принципиально данный вывод.

Измерение коэффициента теплопроводности эфира χ в эксперименте подтвердит модель структуры эфира и даст возможность оценить те или иные её параметры, входящие в формулу (248). Но уже сейчас, исходя из опытного факта о малой теплопроводности вакуума, можно заключить, что средняя длина свободного пробега ньютонов $\bar{\lambda}$ должна быть меньше 10^5 радиусов ньютона r_3 (228), то есть являться по обычным меркам очень малой величиной:

$$\bar{\lambda} < 10^5 r_3 \approx 8.6 \cdot 10^{-22} \text{ [см]}. \quad (252)$$

Иначе коэффициент теплопроводности эфира (245) станет сравним с коэффициентами теплопроводности макроскопических объектов.

Подчеркнём ещё раз, что аналог закона Фурье, описывающий теплопроводность ньютониев, получен здесь из уравнения состояния эфира (15), которое является следствием второго закона Ньютона. Таким образом, закон Фурье в эфире выведен исходя из достаточно общих положений и фактически является следствием второго закона Ньютона.

Обычно расстояние между макроскопическими структурными элементами вещества (атомами, молекулами и т. п.) на много порядков превышает характерный размер ньютониев $r_p/r_3 \sim 10^{13}$ (см. п. 21.2), а теплопроводность эфира очень мала. Поэтому изменение температуры ньютониев, связанное с движением макроскопических структурных элементов, может происходить лишь вблизи этих элементов. Причём взаимодействие ньютониев с атомами и молекулами может иметь необычный характер, так как атомы и молекулы сами состоят из ньютониев. Однако если с течением времени траектории объектов заполняют целиком некоторый объём эфира, то в зависимости от закона взаимодействия с ньютониями они могут изменить хаотическое движение всех ньютониев в этом объёме.

Слабая связь хаотического движения ньютониев с хаотическим движением макроскопических структурных элементов вещества в обычных условиях подтверждается опытом. В равновесном невозмущённом состоянии давление эфира $\sim 1.1 \cdot 10^{11}$ [Па] (224) и создаваемое на Земле макроскопическими объектами давление $\sim 10^5$ [Па] оказываются практически не зависящими друг от друга. То есть для смеси ньютониев и макроскопи-

ческих объектов в обычных условиях не применим закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме их парциальных давлений [36, с. 152; 27, с. 34].

Таким образом, в случае сильного различия размеров атомов (молекул) и ньютониев и больших расстояний между атомами по сравнению с размером ньютония хаотическое движение атомов и ньютониев можно изучать практически независимо друг от друга. В частности, смесь ньютониев и макроскопических объектов в этом случае нельзя рассматривать как смесь газов.

Из данного вывода следует, что заметное воздействие на термодинамические параметры ньютониев может обеспечить, например, перемещение или вращение материала, в котором эффективное расстояние между его структурными элементами затрудняет движение ньютониев между ними, например, становится сравнимым с характерным расстоянием микрокинетики ньютониев. Поиск или создание таких материалов представляется важной технической задачей, решение которой откроет путь к овладению новыми эфирными технологиями, в том числе гравитацией.

Отметим, что сейчас хорошо известны способы воздействия на движение ньютониев с помощью магнитных объектов, создающих макроскопическое завихренное течение эфира (магнитов), или заряженных объектов, создающих макроскопическое переносное течение эфира. Соответствующие технологии широко используются на практике.

21.6. Теплопередача в твёрдом веществе

Как уже подчёркивалось, тепловое движение атомов, молекул и т. п. в случае их слабого взаимодействия с хаотическим движением ньютониев можно рассматривать независимо от ньютониев. Соответствующая теория построена в термодинамике, молекулярно-кинетическом подходе и статистической физике.

Однако эти теории не раскрывают механизм обмена кинетической энергией между не контактирующими друг с другом непосредственно электрически квазинейтральными объектами, например, вводят в металле не соответствующие опыту свободные электроны, см. п. 23.2.1, 23.2.2. В теории эфира механизм обмена кинетической энергией не контактирующими объектами имеет простое объяснение как взаимодействие за счёт возникновения направленного течения ньютониев между ними.

Рассмотрим простейшую модель передачи тепла в кристаллической структуре. Будем считать, что температура кристалла определяется хаотическими колебаниями его структурных элементов (атомов или молекул), а кинетическая энергия между структурными элементами кристалла передаётся хаотическими течениями эфира, создаваемыми этими колебаниями (или колебаниями внешних по отношению к кристаллу объектов). Подчеркнём, что здесь речь идёт не о хаотическом движении отдельных ньютониев, а о хаотическом течении их больших совокупностей.

Назовём течение эфира в некоторой достаточно малой области пространства, где это течение имеет определённое направление, тепловым квантом эфира или тепловым квантом. Слово «тепловой» означает здесь малую скорость кванта по сравнению со скоростью света. Хаотическое течение эфира представим в виде набора тепловых квантов.

Если для тепловых квантов выполнен принцип суперпозиции скоростей, например, течение эфира в них является бездивергентным $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, то хаотическое движение таких квантов обусловлено не взаимодействием друг с другом, а хаотическим движением их источников. В этом случае тепловые кванты ведут себя подобно вводимому в электронной теории проводимости металлов газу свободных электронов, в котором взаимодействием электронов между собой пренебрегают, а учитывают

только их взаимодействие со структурными элементами (атомами) металла [34, п. 147–150, с. 336; 36, с. 376–378].

В данном пункте и в п. 21.7 и 21.8 показано, что эффекты теплопроводности, вязкости и самодиффузии в эфире являются крайне малыми по сравнению с аналогичными эффектами в веществе. Поэтому передача кинетической энергии между структурными элементами кристалла посредством тепловых квантов может идти практически без её потерь. В результате если энергия тепловых квантов не тратится на увеличение внутренней энергии структурных элементов, то тепловая кинетическая энергия находящегося в вакууме кристалла теряется в основном за счёт вылета тепловых квантов за его границу. Такой вылет объясняет наблюдаемое в опытах тепловое излучение объектов с позиций теории эфира и возможность практически беспрепятственного проникновения этого излучения через некоторые преграды.

В простейшей модели представим тепловой квант в виде цилиндра с радиусом $\bar{r}_{\text{ТК}}$, равным радиусу создающего этот квант структурного элемента вещества, и высотой $\bar{h}_{\text{ТК}}$, равной средней длине пробега структурного элемента от среднего до крайнего положения. Значение $\bar{h}_{\text{ТК}}$ можно оценить сверху по характерной величине деформации кристаллической решётки, при которой наступает её разрушение. Эта величина обычно имеет масштаб $\sim 10 - 30\%$ от линейного размера образца, см. например, отношение δ абсолютного остаточного удлинения образца после разрыва к начальной длине в [121, гл. 3, табл. 3.2–3.22]. Поэтому для неэкстремальных температур $\bar{h}_{\text{ТК}}$ является малой долей характерного расстояния между элементами кристаллической решётки или долей характерного радиуса структурного элемента. Масса эфира в тепловом кванте объёма $\bar{V}_{\text{ТК}} = \pi r_{\text{ТК}}^2 \bar{h}_{\text{ТК}}$ при плотности $\rho_{m,*}$ равна

$$M_{\text{ТК}} = \rho_{m,*} \bar{V}_{\text{ТК}}. \quad (253)$$

Исходя из уравнения (15) для лагранжевой частицы в форме теплового кванта, с помощью рассуждений, использованных при выводе коэффициента теплопроводности эфира (244), (245), приходим к аналогичной формуле для коэффициента теплопроводности кристаллической среды, в которой перенос тепла осуществляется тепловыми квантами

$$\begin{aligned} \chi_{\text{TK}} &\equiv \frac{k}{M_{\text{TK}}} \rho_{m,*,\text{TK}} \bar{u}_{\text{пт,TK}} \bar{\lambda}_{\text{TK}} = \frac{1}{3} \rho_{m,*,\text{TK}} \bar{u}_{\text{пт,TK}} c_{v,\text{TK}} \bar{\lambda}_{\text{TK}}, \\ c_{v,\text{TK}} &= 3k/M_{\text{TK}}, \quad \bar{\mathbf{u}}_{\text{пт,TK}} \equiv \bar{u}_{x,\text{TK}} \mathbf{i}_{\text{пт}} + (\mathbf{u}_{0,\text{TK}} \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}, \\ \bar{u}_{x,\text{TK}} &= \sqrt{3kT/m_{\text{se}}}, \quad \bar{\lambda}_{\text{TK}} = \bar{u}_{\text{пт,TK}} dt, \end{aligned} \quad (254)$$

Где $\rho_{m,*,\text{TK}}$, $\bar{u}_{x,\text{TK}}$, $\bar{\lambda}_{\text{TK}}$, $c_{v,\text{TK}}$, $\mathbf{u}_{0,\text{TK}}$ – соответственно плотность, средняя скорость хаотического теплового движения, средняя длина свободного пробега, теплоёмкость и средняя скорость направленного движения тепловых квантов. Аналогия с созданием потока газа поршнем позволила взять среднюю скорость хаотического движения теплового кванта $\bar{u}_{x,\text{TK}}$ равной средней квадратичной скорости хаотического движения (231) структурного элемента кристаллической решётки, имеющего массу m_{se} и температуру T .

Учёт средней скорости направленного движения тепловых квантов будет важен в п. 21.11, 23.5.

Итак, соотношения (254) устанавливают связь макроскопических характеристик тепловых процессов в кристалле с течением эфира.

Оценим коэффициент теплопроводности меди по формуле (254).

Тепловой квант создаётся сдвигом эфира при хаотическом тепловом колебании структурного элемента кристаллической решётки твёрдого вещества. Эти колебания происходят с разной скоростью, поэтому и генерируемые тепловые кванты имеют

разную скорость. Концентрацию тепловых квантов $\rho_{m,*,\text{ТК}}/M_{\text{ТК}}$ оценим в предположении того, что в среднем на один атом меди приходится порядка одного теплового кванта, который имеет среднюю скорость хаотического теплового движения, соответствующую температуре T : $\rho_{m,*,\text{ТК}}/M_{\text{ТК}} \sim n_{\text{Cu}} \approx 8.5 \cdot 10^{22}$ [1/см³], где концентрация атомов в меди n_{Cu} рассмотрена в п. 23.6.1, с. 441.

Справедливость оценки $\rho_{m,*,\text{ТК}}/M_{\text{ТК}} \sim n_{\text{Cu}}$ можно проверить, рассчитав длину теплового кванта $\bar{h}_{\text{ТК}}$ и сравнив её с характерным отклонением атома при тепловых колебаниях $\sim 10 - 30$ % радиуса атома. Из формулы (253) $\pi r_{\text{ТК}}^2 \bar{h}_{\text{ТК}} = M_{\text{ТК}}/\rho_{m,*}$ при $M_{\text{ТК}}/\rho_{m,*,\text{ТК}} \sim 1/n_{\text{Cu}}$ находим $\bar{h}_{\text{ТК}} \sim 1/(\pi r_{\text{ТК}}^2 n_{\text{Cu}})$. Для радиуса атома меди $r_{\text{Cu}} \approx 1.28 \cdot 10^{-8}$ [см] и $\bar{r}_{\text{ТК}} \sim r_{\text{Cu}}$ получаем $\bar{h}_{\text{ТК}} \sim 7.3 \cdot 10^{-9}$ [см], что сопоставимо с расстоянием, проходимым атомом при генерации теплового кванта.

Средняя длина свободного пробега $\bar{\lambda}_{\text{ТК}}$ теплового кванта определяется законом его взаимодействия с элементом кристаллической решётки и её геометрией. Задача точного вычисления $\bar{\lambda}_{\text{ТК}}$ – дело будущего, так как требует построения эфирной модели атома. Сейчас оценим $\bar{\lambda}_{\text{ТК}}$, считая, что скорость теплового кванта затухает на расстоянии порядка характерного размера кристаллических гранул в меди $\bar{\lambda}_{\text{ТК}} \sim 0.7 \cdot 10^{-4}$ [см].

Тогда $\chi_{\text{ТК,Cu}} = k(\rho_{m,*,\text{ТК}}/M_{\text{ТК}})\bar{u}_{\text{пт,ТК}}\bar{\lambda}_{\text{ТК}} \sim 2.8 \cdot 10^7$ [эрг/(с · см · К)], что соответствует табличному значению $\chi_{\text{ТК,Cu}} \sim 4.01 \cdot 10^7$ [эрг/(с · см · К)], полученному по формуле Видемана – Франца в [121, с. 342]. При сопоставлении следует иметь в виду, что в диапазоне неэкстремальных температур формула Видемана – Франца даёт завышенные значения коэффициента теплопроводности для чистых металлов и заниженные для сплавов, см. детали в [121, с. 339].

Измерение температуры твёрдого тела происходит посредством регистрации энергии, переносимой тепловыми квантами,

так как непосредственного контакта узлов решётки измерительного элемента с узлами решётки тела практически не происходит. Поэтому формула $c_{v,TK} = 3k/M_{TK}$ (254) позволяет найти массу теплового кванта M_{TK} по известной теплоёмкости при постоянном объёме $c_{v,TK}$. В [121, с. 199] приведены теплоёмкости при постоянном давлении $c_{p,TK}$. Учитывая связь $c_{v,TK}$ и $c_{p,TK}$, аналогичную (246), находим $M_{TK} = 4k/c_{p,TK}$. Для массы теплового кванта в меди получаем $M_{TK,Cu} = 2.26 \cdot 10^{-21}$ [г].

Ещё раз подчеркнём, что простой зависимости между массой объекта и массой находящегося в нём эфира нет, так как масса объекта (173) определяется возникновением обобщённой силы Жуковского.

Отметим, что резонансное воздействие непосредственно на тепловые кванты может перевести вещество в плазменное или атомизированное состояние.

21.7. Вязкость эфира

Явление вязкости (внутреннего трения) связано с возникновением сил трения между двумя слоями газа или жидкости, перемещающимися параллельно друг другу с различными по величине скоростями [36, с. 210]. Внутреннее трение обусловлено переносом частицами среды количества движения (импульса) из одного слоя в другой. Сила внутреннего трения, действующая на площадку поверхности, разделяющую два течения, равна коэффициенту вязкости, умноженному на градиент скорости движения слоёв в направлении, перпендикулярном к этой разделяющей поверхности [36, с. 210; 147, с. 123].

В конце п. 21.5 на основе опытных данных сделан вывод о том, что в случае сильного различия размеров атомов (молекул) и ньютониев и больших расстояний между атомами по сравнению с размером ньютония хаотическое движение атомов и ньютониев можно изучать практически независимо друг от друга

(см. также обсуждение в конце п. 21.4). Вязкость газов достаточно хорошо описывается молекулярно-кинетической теорией, см., например: [27, п. 89; 146]. Исследуем вязкость эфира по аналогии с молекулярно-кинетическим подходом. Уравнение состояния эфира, на основе которого в п. 21.5 получен коэффициент теплопроводности эфира, здесь не применяется непосредственно, так как оно описывает плотность энергии ньютониев, а при изучении вязкости требуется рассмотрение их импульса.

Повторяя для ньютониев кинетические рассуждения в модели частицы как жёсткого шара [147, с. 122, 123; 27, с. 334–339; 146, гл. 1, п. 2], приходим к следующей формуле (см. также [36, с. 211]) для коэффициента внутреннего трения эфира

$$\eta = \frac{1}{3} \rho_m \bar{u}_x \bar{\lambda},$$

где \bar{u}_x – средняя квадратичная скорость теплового движения ньютониев (240), ρ_m – плотность эфира, $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега ньютона. Отметим, что усреднение в формуле (89.5) из [27, с. 339] на постоянном промежутке времени dt приводит именно к средней квадратичной скорости: $\langle v v dt \rangle = \langle v^2 \rangle dt = \bar{v}^2 dt = \bar{v} \bar{\lambda}$, $\bar{\lambda} \equiv \bar{v} dt$. Однако в физике среднюю и среднюю квадратичную скорости обычно не различают, см., например: [27, с. 191, 253, 262; 28, с. 186; 36, с. 207].

В концентрированной среде ньютониев $\bar{\lambda}$ имеет порядок радиуса ньютона $\bar{\lambda} \sim r_3$ (250). Более точный расчёт η в этом случае требует аккуратного рассмотрения деталей структурной перестройки среды, см., например: [147, с. 272–278].

Из (245), как и в физике [27, с. 340], получаем

$$\frac{\chi}{\eta} = c_v.$$

Более строгая теория газа, состоящего из жёстких шаров, заметно уточняет коэффициент в этом отношении [147, с. 125].

Вычислим η при $\bar{\lambda} \sim 3r_s$ (250)

$$\eta \sim \rho_m \bar{u}_x r_s.$$

Согласно (231), $\bar{u}_x = v_{\text{кв}} \approx 1.35c$ при температуре эфира $\bar{T} = 2.7$ [К]. Тогда при $\rho_m \approx \rho_{m,0}$ (222) и r_s (228) находим $\eta \sim 7.0 \cdot 10^{-25}$ [Пуаз]. Для сравнения, вязкость воздуха при атмосферном давлении и той же температуре составляет $8.7 \cdot 10^{-4}$ [Пуаз], см. [121, с. 369].

Таким образом, вязкость эфира на 21 порядок меньше вязкости воздуха. Отсюда можно сделать несколько фундаментальных выводов.

Крайне малая вязкость эфира подтверждает правильность использования уравнения движения эфира (5) без её учёта.

Отсутствие заметной вязкости в эфире даёт возможность длительного существования в нём различных течений, в том числе вихрей, и перемещения их без разрушения на большие расстояния, так как граница течения не размывается со временем из-за малого трения с окружающим его эфиром. В частности, модели фотонов, электронов, протонов и других объектов микромира можно строить на основе объектов вихревой динамики сплошной среды: вихрей, вихреисточников, вихрестоков и т. д.

21.8. Самодиффузия в эфире

Под диффузией понимают проникновение одного вещества в другое, обусловленное тепловым движением молекул, см., например: [147, с. 123]. О самодиффузии говорят, когда диффузия рассматривается в одном и том же веществе [147, с. 124; 27, с. 343; 149, с. 366].

Действуя в рамках простейшей модели частицы среды как жёсткого шара, см., например: [147, с. 124], приходим для нью-

тониев к аналогу закона Фика (диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации [27, с. 344]) и к следующей формуле для коэффициента диффузии эфира

$$D = \frac{1}{3} \bar{u}_x \bar{\lambda},$$

где \bar{u}_x – средняя квадратичная скорость теплового движения ньютониев (240), $\bar{\lambda}$ – их средняя длина свободного пробега.

Как и в физике, имеем

$$\frac{\eta}{D} = \rho_m, \quad \frac{\chi}{D} = \rho_m c_v,$$

где η – коэффициент вязкости эфира, см. п. 21.7, ρ_m – плотность эфира, χ – коэффициент теплопроводности эфира (245) при $u_0 = 0$. Более строгая теория газа из жёстких шаров заметно уточняет коэффициенты в этих отношениях [147, с. 125].

Уточнённый расчёт диффузионного потока [147, с. 125–129] позволяет описать так называемую термодиффузию, которая отличается от обычной диффузии тем, что частицы (в частности, ньютонии) устремляются из горячих мест в холодные вследствие более высокой скорости передвижения, а не из-за количественного преобладания.

Расчёт коэффициента диффузии в концентрированной среде, когда длина свободного пробега $\bar{\lambda}$ имеет порядок размера частицы среды, требует аккуратного рассмотрения деталей структурной перестройки среды, см., например: [147, с. 272–278].

Оценим D при $\bar{\lambda} \sim 3r_s$ (250)

$$D \sim \bar{u}_x r_s.$$

Согласно (231), $\bar{u}_x = v_{\text{кв}} \approx 1.35c$ при температуре эфира $\bar{T} = 2.7$ [К]. Тогда при $\rho_m \approx \rho_{m,0}$ (222) и r_s (228) находим $D \sim 3.5 \cdot 10^{-16}$ [см²/с]. Сравнивая это значение D с коэффициентами самодиффузии различных газов [121, с. 375], заключаем, что коэффициент самодиффузии эфира меньше на ~ 15 порядков.

Малая самодиффузия и вязкость (п. 21.7) в эфире обеспечивают возможность длительного существования в нём областей повышенного и пониженного давления, а также различных течений с резко выраженными границами. Эти свойства эфира объясняют возможность длительного удержания электростатического заряда в объекте, длительное существование и перемещение на большие расстояния различных вихрей, которые могут быть положены в основу моделей фотонов, электронов, протонов и других объектов микромира.

21.9. Электрическая проводимость эфира и вещества при отсутствии свободных зарядов

В п. 12.2 получена формула (139) для электрической проводимости в направлении течения эфира $\mathbf{u}/|\mathbf{u}|$:

$$\sigma_{\text{эл}} = \frac{k_{m,0}^2}{2\sqrt{\rho_m}} \left(\frac{d\sqrt{\rho_m}|\mathbf{u}|}{dl} \right)^{-1}. \quad (255)$$

Эта формула выведена для установившегося течения эфира и справедлива как в отсутствие, так и при наличии вещества, так как является следствием общих уравнений движения и состояния эфира. Согласно (140), при $\sigma_{\text{эл}} > 0$ направления тока и электрического поля совпадают, при $\sigma_{\text{эл}} < 0$ – противоположны.

Формула (255) упрощается, если $\rho_m \approx \rho_{m,*} = \text{const}$, что справедливо, например, на малых расстояниях,

$$\sigma_{\text{эл}} = \frac{k_{m,0}^2}{2\rho_{m,*}} \left(\frac{d|\mathbf{u}|}{dl} \right)^{-1}. \quad (256)$$

Изучим случай, когда свободных зарядов в среде нет.

Оценку градиента скорости $d|u|/dl$ получим с помощью привлечения данных о деталях движения ньютониев в среде. Это внесёт новую информацию, дополнительную к использованной при выводе формулы (255). Аналогичный подход применяется в электронной теории проводимости металлов [28, с. 180, 181].

Для электрического тока в вакууме (в эфире без вещества) можно сначала рассмотреть движение одного ньютона, как в стандартном подходе. Но для тока в веществе применение такого подхода вызывает сложности из-за необходимости описания взаимодействия несоизмеримых по объёму и массе частиц – ньютониев и структурных элементов вещества. Мы обойдём эту сложность следующим образом. Вместо изучения динамики отдельного ньютона решим задачу об описании в модели сплошной среды взаимодействия потока ньютониев с препятствиями в вакууме и веществе. Такое описание внесёт новые данные о деталях движения ньютониев. В результате электропроводность будет выражена через параметры структуры среды, по которой течёт электрический ток, что и требуется в кинетической теории электропроводности.

Использование модели сплошной среды для описания взаимодействия потока ньютониев со средой в некоторых случаях может быть даже более предпочтительным, так как позволяет учесть коллективные явления, например силу Жуковского, которые трудно описать в модели движения отдельной частицы.

Отметим, что в электронной теории проводимости сначала рассматривается движение одного электрона, но потом проводится усреднение по всем электронам [28, п. 42], то есть в конечном итоге для электрического тока также используется аналог модели сплошной среды.

Итак, рассмотрим движение лагранжевой частицы эфира под действием плотности внешней силы \mathbf{F} (5). При $\rho_m \approx \rho_{m,*} = const$ в режиме, когда градиент давления течения эфира ∇p мал по сравнению с плотностью внешней силы \mathbf{F} , имеем

$$\rho_{m,*} \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Учёт ∇p привёл бы к необходимости решения более сложной задачи с рассмотрением $\rho_m \neq const$ и вовлечением уравнения неразрывности (4). Подобная задача для установившегося течения эфира решена в п. 23.2.3, см. систему уравнений (281).

Лагранжева частица может участвовать в хаотическом движении, обусловленном, например, граничными условиями. Поэтому представим её скорость в виде суммы хаотической (беспорядочной) скорости, вызванной случайными воздействиями, и дрейфовой скорости

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_x + \mathbf{u}_d.$$

Пусть плотность силы \mathbf{F} состоит из двух компонент: ускоряющей \mathbf{F}_y и тормозящей $-\mathbf{F}_{сопр}$.

В электрическом поле \mathbf{E}_0 , созданном внешним источником тока, плотность ускоряющей силы в установившемся режиме определяется выражением (72):

$$\mathbf{F}_y = k_{m,0} \mathbf{E}_0.$$

Поле \mathbf{E}_0 может быть функцией пространства и времени.

Подчеркнём, что наличие заряда у ньютона не предполагается, а воздействие на него электрического поля объясняется связью поля с градиентом давления (72).

Для описания сопротивления течению воспользуемся моделью перепада давлений, которая обычно применяется в механике сплошной среды, см., например: [9, с. 122, 389]. В применении такой модели состоит отличие от стандартного подхода кинетической теории, оперирующей столкновениями частиц.

По аналогии с [152, п. 6.2] опишем протекание потока через среду с помощью отношения площади её структурных элементов на поперечной к течению площадке к площади всей площадки.

В простейшей модели представим приращение давления, возникающее из-за сопротивления среды течению, в виде

$$\partial p_{\text{сопр}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\partial l}{L} \rho_m \mathbf{u}_d^2.$$

Здесь $\rho_m u^2$ – кинетическое давление течения, см. (15), l – координата вдоль направления дрейфовой скорости течения эфира $\mathbf{i}_d = \mathbf{u}_d / |\mathbf{u}_d|$ в данной точке, L – длина рассматриваемого участка течения, α – отношение средней площади непротекаемых препятствий в поперечном к течению сечении, встречающихся на длине L , к площади сечения всего потока, $\alpha \in [0, 1)$. В общем случае отношение α является функцией L . Коэффициент $\alpha / (1 - \alpha)$ моделирует сопротивление участка длины L : при $\alpha = 0$ сопротивления нет, при полном перекрытии течения $\alpha \rightarrow 1$ сопротивление стремится к бесконечности. Выражение

$$\frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{1}{L} \equiv \gamma \tag{257}$$

есть линейная плотность коэффициента сопротивления на участке длины L . Назовём γ удельным геометрическим сопротивлением. При определённом поведении α как функции L коэффициент γ может быть близок к константе, например, при $\alpha \sim L$ и $\alpha \ll 1$: $\gamma \sim \alpha$.

Таким образом, $\alpha dl / ((1 - \alpha)L) \rho_m u^2$ представляет собой приращение давления, создаваемое сопротивлением среды течению, несущему давление $\rho_m u^2$.

В результате на отрезке $l \in [0, L]$ получаем следующее уравнение движения

$$\begin{aligned} \rho_{m,*} \frac{d}{dt} (\mathbf{u}_x + \mathbf{u}_d) &= k_{m,0} \mathbf{E}_0 - \frac{\partial p_{\text{сопр}}}{\partial l} \mathbf{i}_d, \\ \frac{d}{dt} (\mathbf{u}_x + \mathbf{u}_d) &= \frac{k_{m,0} \mathbf{E}_0}{\rho_{m,*}} - \gamma \mathbf{u}_d^2 \mathbf{i}_d. \end{aligned} \quad (258)$$

Усредним уравнение (258) по всем лагранжевым частицам. Средняя производная $\langle d\mathbf{u}_x/dt \rangle$ обратится в ноль (п. 21.3). Плотность внешней силы не зависит от свойств частицы, поэтому $\langle \mathbf{E}_0 \rangle = \mathbf{E}_0$. Среднее от квадрата средней дрейфовой скорости, в соответствии с (234), есть $\langle \mathbf{u}_d^2 \rangle = \mathbf{u}_d^2 = u_d^2$.

Усреднённое уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} &= \frac{k_{m,0} \mathbf{E}_0}{\rho_{m,*}} - \frac{1}{\rho_{m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\text{сопр}}}{\partial l} \mathbf{i}_d, \\ \frac{1}{\rho_{m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\text{сопр}}}{\partial l} &= \gamma u_d^2. \end{aligned} \quad (259)$$

Перейдём к эйлеровым переменным

$$\frac{\partial \mathbf{u}_d}{\partial t} + (\mathbf{u}_d \cdot \nabla) \mathbf{u}_d = \frac{k_{m,0} \mathbf{E}_0}{\rho_{m,*}} - \frac{1}{\rho_{m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\text{сопр}}}{\partial l} \mathbf{i}_d.$$

Упростим это уравнение, предположив, что все векторы в нём имеют ненулевые проекции только на направление скорости течения \mathbf{i}_d и зависимость по пространству определяется только координатой l в этом направлении

$$\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial l} = \frac{k_{m,0} E_0}{\rho_{m,*}} - \frac{1}{\rho_{m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\text{сопр}}}{\partial l},$$

где $u_d = \mathbf{u}_d \cdot \mathbf{i}_d$, $E_0 = \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{i}_d$. Получилось уравнение Бюргерса – Хопфа с ненулевой правой частью. Напомним, что в описываемых уравнением Бюргерса – Хопфа процессах возможно самопроизвольное формирование разрывов и ударных волн (п. 6.1).

При таком упрощении теряется описание магнитного поля внутри проводника, но появляется возможность получить относительно простые аналитические формулы для распределения тока вдоль провода. Магнитное поле внутри проводника рассчитано в п. 23.2.3 с помощью решения системы (281).

В установившемся по времени режиме находим для градиента дрейфовой скорости течения эфира

$$\begin{aligned} \frac{du_d}{dl} &= \frac{1}{u_d} \left(\frac{k_{m,0} E_0}{\rho_{m,*}} - \frac{1}{\rho_{m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\text{сопр}}}{\partial l} \right), \\ \frac{du_d}{dl} &= \frac{1}{u_d} \left(\frac{k_{m,0} E_0}{\rho_{m,*}} - \gamma u_d^2 \right). \end{aligned} \quad (260)$$

Информация о поведении отдельных ньютониев входит в уравнение (260) через коэффициент удельного геометрического сопротивления γ .

Предлагаемый здесь подход отличается от кинетической теории электронного газа в металле или обычного газа, в которой рассматривается время ослабления пучка, не имеющего постоянной подпитки от источника. В традиционном подходе предполагается затухание направленного движения частиц пучка в e раз на расстоянии, равном средней длине свободного пробега [27, с. 332] или за среднее время свободного пробега [28, с. 182]. Однако такое предположение в итоге приводит к несоответствию с

экспериментом в тысячи раз [32, с. 213; 154, гл. 3]. В нашей модели электрический ток ньютониев имеет постоянно действующие источник E_0 и удельное геометрическое сопротивление γ , результирующая которых может перемещать ньютонии без остановки, на расстояние, большее длины свободного пробега ньютона.

Уравнение (260) решается аналитически в случае общих зависимостей $E_0 = E_0(l)$ и $\gamma = \gamma(l)$, например, с использованием системы Maple.

Добавим к уравнению (260) граничное условие. Пусть на границе $l = 0$ задана величина градиента давления эфира

$$\left. \frac{dp}{dl} \right|_{l=0} = -k_{m,0} E_0(0).$$

В соответствии с уравнением состояния (15), при $\rho_m \approx \rho_{m,*} \approx const$, $\Pi = 0$ это означает, что на границе создаётся градиент квадрата скорости

$$\left. \frac{du_d^2}{dl} \right|_{l=0} = \frac{k_{m,0} E_0(0)}{\rho_{m,*}}. \quad (261)$$

Имеем задачу (260), (261), описывающую на отрезке $l \in [0, L]$ установившееся во времени распределение скорости эфира под действием в проводе внешнего электрического поля E_0 .

Решая (260), (261) относительно u_d^2 , находим при $\gamma \approx const$ на $l \in [0, L]$

$$u_d = \left(\frac{k_{m,0}}{\rho_{m,*}} \left(\frac{E_0(0)}{2\gamma} + 2U \right) \right)^{1/2} e^{-\gamma l}, \quad U \equiv \int_0^l e^{2\gamma x} E_0(x) dx,$$

$$\frac{du_d}{dl} = \frac{1}{2u_d} \left(\frac{k_{m,0}}{\rho_{m,*}} (2E_0(l) - E_0(0)e^{-2\gamma l} - 4\gamma U e^{-2\gamma l}) \right).$$

Здесь для u_d выбран знак «+», так как рассматривается проекция скорости на направление скорости \mathbf{i}_d .

Из полученных выражений видно, что течение электрического тока определяется экспоненциальными зависимостями и поэтому в общем случае является достаточно тонким процессом.

Полученные формулы для функции $E_0(l)$ общего вида трудно анализировать. Упростим их в предположении слабой зависимости E_0 от l : $E_0(l) \approx E_0(0)$. В этом случае U вычисляется аналитически:

$$u_d = \left(\frac{k_{m,0} E_0(0)}{2\rho_{m,*}\gamma} (2 - e^{-2\gamma l}) \right)^{1/2}, \quad (262)$$

$$\frac{du_d}{dl} = \frac{1}{2u_d} \frac{k_{m,0} E_0(0)}{\rho_{m,*}} e^{-\gamma l}.$$

Выражение для u_d позволяет найти расстояние $l_{\text{стц}} \approx 1/\gamma$, на котором течение, имея в точке $l = 0$ заданный градиент давления, перестаёт зависеть от пространства. Однако с учётом изменения скорости $u_d(l)$ не более чем в $\sqrt{2} \approx 1.41$ раз на промежутке $l \in [0, +\infty)$, можно приближённо считать её постоянной на рассматриваемом участке течения $l \in [0, L]$, то есть взять $l_{\text{стц}} \approx L$.

Зависимость производной du_d/dl от l может быть более сильной. Но если $\gamma \ll 1/L$, то и производная du_d/dl практически постоянна на участке течения L , так как $\gamma l < \gamma L \ll 1$ и $e^{-\gamma l} \approx 1$. В п. 21.10 будет показано, что течение эфира в металле и вакууме

(в отсутствие вещества) удовлетворяет условию $\gamma \ll 1/L$ для встречающихся на практике L .

В случае $\gamma \ll 1/L$

$$u_d \approx \left(\frac{k_{m,0} E_0(0)}{\rho_{m,*} \gamma} \right)^{1/2}, \quad \frac{du_d}{dl} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma k_{m,0} E_0(0)}{\rho_{m,*}} \right)^{1/2}. \quad (263)$$

Отсюда, исключая $k_{m,0} E_0(0)/\rho_{m,*}$, находим

$$\frac{du_d}{dl} \approx \gamma \frac{u_d}{2}. \quad (264)$$

То есть du_d/dl определяются строением среды γ и скоростью u_d в ней, а $\sigma_{эл}$ (256), кроме того, и характерной плотностью эфира в этой среде $\rho_{m,*}$.

Соотношение (264) устанавливает физический смысл производной дрейфовой скорости течения эфира вдоль направления течения в веществе как величины, пропорциональной коэффициенту удельного геометрического сопротивления и установившейся скорости течения.

Заметим, что $|\mathbf{u}_d| = u_d$, так как направление \mathbf{i}_d координаты l выбрано вдоль \mathbf{u}_d . Поэтому

$$\frac{d|\mathbf{u}_d|}{dl} = \frac{du_d}{dl}.$$

Согласно формуле (256), для электропроводности эфира в отсутствие или при наличии вещества получаем

$$\sigma_{эл} \approx \frac{k_{m,0}^2}{2\rho_{m,*}} \left(\frac{d|\mathbf{u}_d|}{dl} \right)^{-1} \approx \frac{k_{m,0}^2}{\rho_{m,*}} \frac{1}{\gamma u_d}. \quad (265)$$

Установившаяся в среде скорость электрического тока ньютониев u_d в общем случае зависит от приложенного электрического поля E_0 , плотности эфира в среде $\rho_{m,*}$ и удельного геометрического сопротивления γ , см. (263).

Однако в случае, когда u_d сопоставима со скоростью света $u_d \lesssim c$, получаем

$$\sigma_{эл} \gtrsim \frac{k_{m,0}^2}{\rho_{m,*}} \frac{1}{\gamma c}. \quad (266)$$

В таком приближении зависимость u_d от плотности внешних сил не вошла в электропроводность $\sigma_{эл}$. Этот результат соответствует опытному факту – слабой зависимости электропроводности многих веществ в обычных условиях от внешних сил, вызывающих электрический ток.

Из-за быстрых тепловых колебаний структурных элементов в разные стороны площадь препятствий α растёт как $(v_{ср} t_1)^2$, где t_1 – время одного теплового колебания структурного элемента среды, $v_{ср}$ – средняя скорость его тепловых колебаний. Тогда, в соответствии с (231), $\alpha \sim T$. Поэтому при малых α (малой плотности площади препятствий) $\gamma \sim \alpha$ (257) и

$$\gamma \sim T. \quad (267)$$

Тогда электропроводность (266) падает с ростом T как $1/T$. Именно такое поведение наблюдается в опытах с металлами [121, с. 438; 32, с. 213].

Дополнительное подтверждение адекватности эфирной формулы для электропроводности металла (266) дано п. 21.11, где экспериментальный закон Видемана – Франца воспроизведён с помощью рассмотрения кинетики ньютониев в металле.

В общем случае электропроводность $\sigma_{\text{эл}}$ может быть более сложной функцией T , так как $u_{\text{д}}$ может зависеть от T и других кинетических параметров, см. (263). Подставим $u_{\text{д}}$ (263) в (265)

$$\sigma_{\text{эл}} \approx \frac{k_{m,0}^2}{\sqrt{\gamma}} \left(\frac{1}{\rho_{m,*} k_{m,0} E_0(0)} \right)^{1/2}. \quad (268)$$

Выше показано, что $\gamma \sim T$ при малых α (267). Поэтому электропроводность $\sigma_{\text{эл}}$ ведёт себя как $1/\sqrt{T}$.

Формула (268) для $\sigma_{\text{эл}}$ соответствует некоторым полупроводникам, так как в опытах [121, с. 454, 458; 32, с. 228] их электропроводность падает с ростом T медленнее, чем $1/T$, например, ведёт себя как $1/\sqrt{T}$, или даже растёт (что возможно при большой доле площади препятствий α), см. [121, с. 438; 32, с. 228], а также теоретические оценки в [152, гл. 6].

В хороших диэлектриках $\gamma \rightarrow \infty$. Поэтому $u_{\text{д}} \rightarrow 0$, $du_{\text{д}}/dl \rightarrow \infty$, см. (263), и, согласно (256), электропроводность стремится к нулю:

$$\sigma_{\text{эл}} \rightarrow 0.$$

Для сверхпроводников $\gamma \rightarrow 0$. Тогда из (263) $du_{\text{д}}/dl \rightarrow 0$ и по (256)

$$\sigma_{\text{эл}} \rightarrow \infty.$$

При этом дрейфовая скорость $u_{\text{д}}$ должна быть ограничена скоростью света, иначе возникнет ударная волна, разрушающая свойство сверхпроводимости или даже сам сверхпроводник.

Отличительной особенностью сверхпроводника является исчезновение пространственной зависимости в $u_{\text{д}}$ и $du_{\text{д}}/dl$ (262) из-за $\gamma \sim 0$ уже на очень малых расстояниях. Это соответствует

обнулению внутри него магнитного и электрического полей, определяемых производными от плотности потока эфира (20), (21). Данный вывод подтверждается рассмотрением предела $\sigma_{\text{эл}} \rightarrow \infty$ от решения задачи (281), построенного для $u_{\text{д}} \approx \text{const}$.

В общем случае удельное геометрическое сопротивление γ (257) и электрическое поле E_0 , созданное источником тока, могут сильно зависеть от координаты вдоль скорости течения эфира. В результате электропроводность $\sigma_{\text{эл}}$ в эфире или веществе может быть сложной функцией точки пространства, в том числе могут возникать режимы запираания, усиления течения эфира и т. п.

В соответствии с общей методологией кинетической теории, краткий обзор которой дан в п. 21.4, на относительно малом промежутке времени в области относительно малого размера состояние эфира можно считать квазиравновесным и воспользоваться уравнением Клапейрона – Менделеева (225), (237). Тогда $\sigma_{\text{эл}}$ (265) можно выразить через термодинамические параметры и массу ньютона

$$\sigma_{\text{эл}} \approx k_{m,0}^2 \frac{kT}{m_0 p \gamma u_{\text{д}}},$$

где T и p – температура и давление эфира в электрическом токе. В общем случае, когда термодинамическое равновесие отсутствует, закон (225), (237) нельзя использовать в уравнении (259).

Известно, что ни классический, ни квантовый подход не дают приемлемых значений электропроводности веществ $\sigma_{\text{эл}}$ [32, с. 213; 152, гл. 6, с. 55; 154, гл. 3]. Поэтому на практике используются эмпирические данные [121]. Можно ожидать, что развитие эфирных представлений об атомах и их совокупностях приведёт к получению адекватных формул для $\sigma_{\text{эл}}$.

21.10. Оценка параметров эфирной модели электропроводности по опытным данным

Электрическая проводимость (255) эфира и эфира в веществе могут сильно отличаться друг от друга из-за сильных различий в градиенте скорости движения и плотности эфира, которые определяются конкретными строением структурных элементов вещества, архитектурой их совокупностей, наличием препятствий, каналов и сопел, а также внешними воздействиями.

Детальное теоретическое изучение течения эфира в веществе, как уже неоднократно отмечалось, требует развития эфирных моделей атомов, молекул и т. д., что является направлением дальнейших исследований.

В рамках рассматриваемой упрощённой модели электрического тока (260)–(263) для количественной оценки электропроводности необходимо знать долю площади препятствий α течению эфира на участке течения L . Точный расчёт α , как и вязкости и самодиффузии эфира (см. п. 21.7 и 21.8), требует аккуратного рассмотрения деталей структурной перестройки эфирной среды, см., например: [147, с. 272–278]. А при течении эфира в веществе необходимо учитывать ещё и детали поведения его структурных элементов. Такие исследования пока не проведены.

Поэтому рассмотрим здесь обратную задачу об определении параметров эфирной модели электропроводности из п. 21.9 по опытным данным. Получим оценку этих параметров для металла и эфира и обсудим их соответствие опыту. Значения некоторых параметров понадобятся в п. 21.11.

Рассмотрим сначала электрический ток в металле на примере меди.

В эфирной модели природы носителем электрического тока в металле, как и в других веществах без свободных зарядов, является эфир, но в металле его течение обладает рядом особенностей. Металл, в отличие от, например, эфира, газов или многих

аморфных тел, имеет хорошо упорядоченную кристаллическую структуру, состоящую из атомов. Поэтому течение эфира в металле может происходить по каналам, содержащим области сужения и расширения, то есть структуры типа сопла Лаваля [9, с. 118; 15, с. 46].

Из гидроаэромеханики известно, что наличие трубопровода способствует течению среды на большие расстояния. Поэтому следует ожидать большую электропроводность эфира в металле по сравнению с электропроводностью эфира в вакууме.

Можно провести аналогию между течением эфира в металле по каналам и туннельным эффектом в электронной теории проводимости, согласно которому электрон должен проходить в виде волны значительно большее расстояние, чем длина его свободного пробега как частицы [32, с. 213]. Однако в эфирной теории электрического тока не возникает необходимости наделять носитель тока отчасти взаимоисключающими свойствами.

Учтём, что из-за присутствия сопел среднее давление эфира в меди p при наличии тока может быть меньше среднего давления эфира, вычисленного в п. 21.12 по энергии сублимации $p_{\text{int,Cu}} \approx 0.634 \cdot 10^9$ [Па] = $0.634 \cdot 10^{10}$ [дин/см²]. Оценим p в токе как $\sim 0.9p_{\text{int,Cu}}$. Тогда по (237) и (224) характерную плотность эфира в электрическом токе в меди можно оценить как

$$\rho_{m,*,\text{Cu}} \approx \frac{0.9p_{\text{int,Cu}}}{p_0} \approx 0.52\rho_{m,0}. \quad (269)$$

Величину градиента скорости течения эфира $d|\mathbf{u}_d|/dl$ найдём по известной из эксперимента электрической проводимости меди, которая при температуре $T = 273$ [К] составляет $\sigma_{\text{эл,Cu}} \approx 5.8 \cdot 10^{17}$ [1/с], см. [121, с. 438]. Для $k_{m,0}$ (223) и плотности эфира в меди $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,*,\text{Cu}}$ из формулы (256) получаем

$$\frac{d|\mathbf{u}_{д,Cu}|}{dl} \approx \frac{k_{m,0}^2}{2\rho_{m,*,Cu}} \frac{1}{\sigma_{эл,Cu}} \approx 0.037 [1/c],$$

то есть изменение скорости на длине dl составляет лишь $d|\mathbf{u}_{д,Cu}| = 0.037 dl$ [см/с]. Данный результат для $d|\mathbf{u}_{д,Cu}|$ соответствует известной из опыта высокой электропроводности меди, то есть очень слабому затуханию скорости эфира в ней.

Удельное геометрическое сопротивление γ (257) для меди также выразим через $\sigma_{эл,Cu}$, используя формулу (264). Для этого необходимо знать характерную скорость $u_{д}$. Её можно измерить экспериментально по скорости распространения фронта электрического тока. Но такие измерения найти не удалось. Поэтому воспользуемся данными о наибольшей технически допустимой плотности тока в меди $j_{Cu,max} \sim 10^3 [A/cm^2] = 3 \cdot 10^{12}$ [статА/см²] [28, с. 184]. Этому току соответствует скорость эфира $u_{д,Cu,max} = j_{Cu,max}/k_{m,0} \approx 4.5 \cdot 10^8$ [см/с] $\approx 1.5 \cdot 10^{-2}c$, см. (127). Из формулы (264) при $u_{д,Cu} \approx u_{д,Cu,max}/100$

$$\gamma_{Cu} \sim \frac{d|\mathbf{u}_{д,Cu}|}{dl} \frac{200}{c} \approx 1.7 \cdot 10^{-8} [1/cm]. \quad (270)$$

Очень малая линейная плотность коэффициента удельного геометрического сопротивления γ подтверждает предположение о течении эфира в меди по набору каналов.

Оценим α . В формуле (257) α есть отношение средней площади непротекаемых препятствий в поперечном к течению сечении, встречающихся на длине L рассматриваемого участка течения, к площади сечения всего потока. В общем случае α зависит от L . Однако, например, на малых расстояниях порядка размера фрагмента провода с идеальным кристаллом, величина α может слабо зависеть от L , так как геометрическая структура в кристалле постоянна.

Размер кристаллических гранул в меди оценим как $L_{\text{кр}} \sim 10^{-4}$ [см]. Тогда из формулы (257) находим

$$\alpha_{\text{Cu}} = \frac{\gamma_{\text{Cu}} L_{\text{кр}}}{1 + \gamma_{\text{Cu}} L_{\text{кр}}} \approx 1.7 \cdot 10^{-12}.$$

Если между кристаллическими гранулами меди течение эфира не испытывает заметных препятствий, то данное значение α_{Cu} сохраняется на больших расстояниях $L \gg L_{\text{кр}}$. Очень малая доля α площади препятствий течению эфира в меди согласуется с её высокой электропроводностью.

Подчеркнём, что оценка α_{Cu} через размер атома меди и межатомное расстояние была бы здесь слишком грубой, так как не учитывала бы детали обтекания атома эфиром и влияния на него течения, создаваемого самим атомом и его соседями.

Оценим электропроводность эфира $\sigma_{\text{эл,э}}$ в отсутствие вещества (в вакууме) по измерениям, представленным в п. 23.9.1. Остаточный газ в техническом вакууме и корпускулярные явления на электродах, возможно, влияют на электропроводность эфира, но, как показано в п. 23.9.1, незаряженные частицы являются основным носителем тока в рассмотренных там опытах.

При разности потенциалов $\sim 10^3$ [В] на вакуумном промежутке 4 [см] ток в цепи составлял ~ 10 [мА] для электродов сечением 2.5 [мм²]. Разность потенциалов является разностью давлений эфира (73). Учтём, что на создание тока в промежутке между электродами расходуется не вся разность давлений, а только её часть, так как истечение эфира с катода, наблюдаемое по свечению, идёт во все стороны. Оценим эту часть приближённо по размеру поперечной к аноду площадки в районе анода, течение эфира с которой попадает на анод. Размер этой площадки можно оценить по свечению решётки около анода. В эксперименте данная площадь составляла $\sim \pi 3^2$ [см²], что является

$\sim \pi 3^2 / (4\pi 4^2) \approx 0.14$ площади сферы радиуса 4 [см], равного расстоянию между электродами. Таким образом, если течение эфира вне рассматриваемой площадки не попадает на анод, то при более или менее равномерном распределении давления эфира вокруг катода фактически используемая для создания тока между электродами разность давлений эфира составляет $\sim 10^3 \cdot 0.14$ [В].

Из закона Ома находим электропроводность вакуума (эфира) в данном эксперименте

$$\sigma_{\text{эл,э}} \sim \frac{j}{E} = \frac{10 \cdot 10^{-3} / (2.5 \cdot 10^{-6})}{10^3 / (4 \cdot 10^{-2}) \cdot 0.14} \approx 1.14 \text{ [См/м]} \approx 1.03 \cdot 10^{10} \text{ [1/с]}.$$

Такое значение является крайне малым по сравнению с проводимостью металлов, которая, например, для меди составляет $5.8 \cdot 10^{17}$ [1/с], см. [121, с. 438]. При этом увеличение $\sigma_{\text{эл,э}}$ на пять порядков не меняет принципиально данного вывода. Полученная оценка электрической проводимости эфира соответствует известному из опыта очень высокому электроизоляционному свойству вакуума.

Из формулы (256) для $k_{m,0}$ (223) и плотности эфира $\rho_{m,*,\text{э}} \approx \rho_{m,0}$ (222) имеем

$$\frac{d|\mathbf{u}_{\text{д,э}}|}{dl} \approx \frac{k_{m,0}^2}{2\rho_{m,*,\text{э}}\sigma_{\text{эл,э}}} \approx 1.1 \cdot 10^6 \text{ [1/с]},$$

то есть скорость на длине dl меняется достаточно быстро, её приращение составляет $d|\mathbf{u}_{\text{д,э}}| = 1.1 \cdot 10^6 dl$ [см/с]. Данный резуль-

тат для $d|\mathbf{u}_{д,э}|$ соответствует известной из опыта низкой электропроводности вакуума, то есть очень сильному сопротивлению потоку эфира в нём.

Выразим удельное геометрическое сопротивление γ (257) для вакуума через $\sigma_{эл,св}$. Характерная скорость в эфире сопоставима со скоростью света. Поэтому в (264) возьмём $u_{д,э} \approx c$. Получим

$$\gamma_э \sim \frac{d|\mathbf{u}_{д,э}|}{dl} \frac{2}{c} \approx 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ [1/см]}. \quad (271)$$

Доля площади препятствий на расстоянии между электродами $L \sim 4$ [см] составляет (257)

$$\alpha_э = \frac{\gamma_э L}{1 + \gamma_э L} \approx 2.9 \cdot 10^{-4}.$$

Представленная в данном пункте методика позволяет по измеренным электропроводности и скорости тока изучать геометрию γ и α внутренней структуры веществ.

21.11. Закон Видемана и Франца в металле и эфире

Закон Видемана – Франца устанавливает формулу для отношения коэффициента теплопроводности к электрической проводимости металлов и плазмы, см., например: [28, с. 186, 423, 508],

$$\frac{\chi}{\sigma} \approx \beta \left(\frac{k}{e}\right)^2 T. \quad (272)$$

Расчёты в классической и квантовой теориях электронов дают $\beta = 3$ и $\beta = \pi^2/3$ соответственно [28, с. 185, 186].

Однако эксперимент свидетельствует о хорошем выполнении закона Видемана – Франца для металлов лишь при температурах несколько Кельвинов и выше комнатной. В промежуточной области он несправедлив, см., например: [121, с. 339; 154, с. 71] и обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Видемана_–_Франца]. В этой области температур расхождение β с опытом может составлять до 10 раз: для чистых металлов теоретически рассчитанное $\beta \approx 3$ завышает реальное значение, для сплавов – занижает [121, с. 339]. Поэтому принципиальными в данном законе являются пропорциональность отношения $\chi/\sigma_{эл}$ температуре и относительно слабая зависимость от неё коэффициента β в некотором диапазоне температур, а не значение β .

Кинетическая теория эфира раскрывает единую основу происхождения явлений теплопроводности и электропроводности как движения эфира, вызванного градиентом плотности энергии, см. (141), (243). При этом физические причины возникновения градиента плотности энергии в эфире могут быть различны.

С позиций теории эфира теплопроводность макроскопического объекта, например металла, объясняется хаотическими колебаниями его структурных элементов (атомов), взаимодействующих посредством течения эфира (п. 21.5). Электропроводность макроскопического объекта, не имеющего внутри свободных зарядов, обусловлена создаваемым в нём потоком эфира как сплошной среды (п. 12.2, 21.9).

Теплопроводность, вязкость, диффузию и электропроводность макроскопических объектов в обычных лабораторных условиях можно рассматривать независимо от теплопроводности, вязкости, диффузии и электропроводности эфира, см. обсуждение в п. 21.5–21.8.

Вычислим отношение теплопроводности к электропроводности для металла. Формула для электропроводности (265) является достаточно универсальной, то есть имеет такой вид для лю-

бого вещества. В случае металла, как обсуждалось в п. 21.9, более подходит оценка (266), так как в опытах скорость распространения тока в металле сопоставима со скоростью света. Формула для теплопроводности металлов (254) отличается от формулы для эфира (248) учётом в металле кинетики тепловых квантов.

Представим отношение $\chi_{\text{ТК}}/\sigma_{\text{Эл}}$ для металла в виде

$$\frac{\chi_{\text{ТК}}}{\sigma_{\text{Эл}}} = \left(\frac{k}{e_{*,\text{ТК}}} \right)^2 T, \quad (273)$$

где T – температура металла (см. конец п. 21.5), а параметры эфира собраны в коэффициенте e_* , имеющем размерность заряда,

$$e_{*,\text{ТК}} \equiv \left(k^2 T \frac{\sigma_{\text{Эл}}}{\chi_{\text{ТК}}} \right)^{1/2} = \left(k^2 T \frac{\frac{k_{m,0}^2}{\rho_{m,*}} \frac{1}{\gamma u_{\text{д}}}}{\frac{k}{M_{\text{ТК}}} \rho_{m,*,\text{ТК}} \bar{u}_{\text{ПТ,ТК}} \bar{\lambda}_{\text{ТК}}} \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{\gamma/T} \frac{k_{m,0}^2 k M_{\text{ТК}}}{u_{\text{д}} \rho_{m,*} \rho_{m,*,\text{ТК}} \bar{u}_{\text{ПТ,ТК}} \bar{\lambda}_{\text{ТК}}} \right)^{1/2}. \quad (274)$$

В металле $u_{\text{д}}$ и $\bar{u}_{\text{ПТ,ТК}}$ сопоставимы со скоростью света и $\gamma/T \approx \text{const}$ (267). Поэтому коэффициент e_* (274) в (273) слабо зависит от T . Отсюда следует, что поведение эфира в металле воспроизводит известный из опыта закон Видемана – Франца (272): $\chi_{\text{ТК}}/\sigma_{\text{Эл}} \sim T$.

Рассмотрим отношение $\chi/\sigma_{\text{эл}}$ в вакууме (эфире без вещества) для коэффициента теплопроводности эфира χ в форме (248) при $\bar{\lambda} \sim \alpha_r r_s$ (250) и электрической проводимости эфира $\sigma_{\text{эл}}$ (265). Как и для металла, представим $\chi/\sigma_{\text{эл}}$ в виде

$$\frac{\chi}{\sigma_{\text{эл}}} = \left(\frac{k}{e_*}\right)^2 \bar{T}, \quad (275)$$

где \bar{T} – температура эфира, e_* – коэффициент с размерностью заряда:

$$e_* \equiv \left(k^2 \bar{T} \frac{\sigma_{\text{эл}}}{\chi}\right)^{1/2} = \left(k^2 \bar{T} \frac{\frac{k_{m,0}^2}{\rho_{m,*}} \frac{1}{\gamma u_d}}{\left(\frac{k}{m_s}\right)^{3/2} \rho_{m,*} (3\bar{T} + U_0)^{1/2} \alpha_r r_s}\right)^{1/2} = \left(\frac{1}{\gamma/\bar{T}} \frac{1}{(3\bar{T} + U_0)^{1/2}} \frac{k^{1/2} k_{m,0}^2 m_s^{3/2}}{u_d \rho_{m,*}^2 \alpha_r r_s}\right)^{1/2}. \quad (276)$$

В (275) коэффициент e_* (276) слабо зависит от \bar{T} , так как $\gamma/\bar{T} \approx \text{const}$ (267), и $(3\bar{T} + U_0)^{1/2} \sim c$, так как среднеквадратическая тепловая скорость (231) и скорость u_0 направленного течения в эфире имеют порядок скорости света. Таким образом, закон Видемана – Франца (272) $\chi/\sigma_{\text{эл}} \sim \bar{T}$ справедлив и в вакууме.

Воспроизведение закона Видемана – Франца в металле и вакууме объясняется очень малым удельным геометрическим сопротивлением γ в них, при котором отношение γ/T близко к константе (267), и сопоставимыми со скоростью света скоростями течений эфира в этих средах. При этом важно подчеркнуть, что,

в отличие от электронной теории электрического тока, рассмотрение кинетики ньютониев не требует введения свободных зарядов в металле и действующей на заряд силы, так как электрическое поле в понимании эфира вызвано именно направленным движением ньютониев, см. формулы (21), (140).

Сравним $e_{*,\text{ТК}}$ и e_* с зарядом электрона e , фигурирующим в законе Видемана – Франца (272).

Концентрация $\rho_{m,*,\text{ТК}}/M_{\text{ТК}}$ и средняя длина свободного пробега тепловых квантов в меди $\bar{\lambda}_{\text{ТК}}$ оценены в п. 21.6. При $u_d \approx u_{d,\text{Cu,max}}/100$, характерной плотности эфира $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,*,\text{Cu}}$ (269), $\gamma \approx \gamma_{\text{Cu}}$ (270), $\bar{u}_{\text{пт,ТК}} \approx \alpha_{\text{ТК,д}} u_d$ в (254), $k_{m,0}$ (223), $T = 273$ [К]:

$$e_{*,\text{ТК}} \approx 3.0 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{1}{\alpha_{\text{ТК,д}}}} \text{ [статКулон]} \approx 0.063 \sqrt{\frac{1}{\alpha_{\text{ТК,д}}}} e,$$

где e – заряд электрона.

Тогда формула (273) принимает вид

$$\frac{\chi_{\text{ТК}}}{\sigma_{\text{эл}}} \approx \beta_{\text{ТК}} \left(\frac{k}{e}\right)^2 T, \quad \beta_{\text{ТК}} \equiv 256\alpha_{\text{ТК,д}}.$$

Например, при $\alpha_{\text{ТК,д}} = 0.013$ получаем $\beta_{\text{ТК}} \approx 3.3$, что близко к значению β в формуле (272).

Из (276) для констант $k_{m,0}$ (223), m_s (227), r_s (228), характерной плотности эфира $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,0}$ (222), скорости течения тока в эфире $u_d \approx u_{d,s} \approx c$, $\gamma \approx \gamma_s$ (271), температуры эфира $\bar{T} = 2.7$ [К] имеем

$$e_* \approx 1.47 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{1}{\alpha_r}} \text{ [статКулон]} \approx 3.1 \sqrt{\frac{1}{\alpha_r}} e.$$

Тогда формула (275) принимает вид

$$\frac{\chi}{\sigma_{эл}} \approx \beta_3 \left(\frac{k}{e}\right)^2 \bar{T}, \quad \beta_3 \equiv 0.11 \alpha_r. \quad (277)$$

Длина свободного пробега в эфире под воздействием внешней силы может увеличиться. Поэтому в (250) возьмём $\alpha_r = 10$. Получим $\beta_3 \approx 1.1$. Это значение лежит в рамках известной из эксперимента погрешности β в формуле (272), см., например: [121, с. 339].

Таким образом, можно заключить, что закон Видемана – Франца воспроизводится в теории эфира для металлов и вакуума не только качественно, но и количественно.

Отсюда следует важный вывод: выполнение закона Видемана – Франца в какой-то среде не влечёт обязательного существования в ней свободных электронов.

Однако в физике закон Видемана – Франца (272) принимается как одно из основных подтверждений электронной теории проводимости металлов [154, с. 71]. Приведённый здесь вывод этого закона для течения эфира в среде при отсутствии свободных электронов показывает логическую несостоятельность такого обоснования.

Подчеркнём, что при выводе закона Видемана – Франца для некоторой среды важно учитывать в коэффициенте теплопроводности направленное движение частиц этой среды, которое имеется в электрическом токе, то есть рассматривать теплопроводность и электропроводность одного и того же кинетического процесса. Однако в физике при рассмотрении закона Видемана –

Франца направленное движение частиц в коэффициенте теплопроводности не учитывается [28, с. 185]. Это обстоятельство является дополнительной к гипотезе о свободных электронах причиной несоответствия теоретически рассчитанного в физике коэффициента β в (272) и его экспериментальных значений в диапазоне температур от нескольких Кельвинов до комнатной.

Ещё раз подчеркнём, что в теории эфира механизм электрического тока в эфире и в металлах объясняется созданием градиента давления ньютониев (141) и не требует наличия свободных электронов.

21.12. Давление эфира внутри твёрдых материалов и жидкостей

Оценим внутреннее давление эфира p_{int} в материалах, предполагая, что переход твёрдой или жидкой фазы в газообразную происходит при сравнении давления эфира в них с внешним давлением эфира.

Данные [120, с. 304] и [121, с. 99, 289] для плотности вещества $\bar{\rho}$ и энергии сублимации Q или энергии испарения (кипения), которая близка к энергии сублимации [121, с. 288], позволяют вычислить давление сублимации $p_s = \bar{\rho}Q$, см. п. 18.10. По достижении давления p_s происходит переход материала в газовую фазу.

Образование газовой фазы при быстрой подаче энергии может сопровождаться диссоциацией части структурных элементов материала. Например, если газ в жидкой фазе состоит из тех же молекул, что и в нормальных условиях, например H_2 , O_2 и т. п., то кипение при «мгновенном» включении большой мощности (как при сублимации твёрдого тела) может приводить к диссоциации молекул или кластеров газа с поглощением энергии.

Таким образом, разрушение материала происходит при сравнении внешнего давления эфира, складывающегося из давления невозмущённого эфира $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$ [Па] (224) и создаваемого внешнего давления p_{ext} , с суммой внутреннего давления эфира в материале p_{int} и переданного в материал давления p_s , за вычетом давления p_{dis} , затраченного на диссоциацию или другие процессы, идущие с поглощением энергии: $p_0 + p_{\text{ext}} = p_{\text{int}} + p_s - p_{\text{dis}}$. Отсюда для внутреннего давления эфира находим $p_{\text{int}} = p_0 + p_{\text{ext}} - p_s + p_{\text{dis}}$. В случае процессов с выделением энергии знак перед p_{dis} меняется на противоположный.

Результаты оценок давления эфира p_{int} в некоторых материалах при $p_{\text{ext}} \ll p_0$, $p_{\text{dis}} \ll p_s$ приведены в таблице. Коэффициент $\alpha \in [0,1]$ задаёт долю материала, находящуюся в парообразном состоянии при испарении. Предполагается, что энергия испарения (или сублимации) Q расходуется именно на испарённое вещество $\alpha\bar{\rho}$. Тогда плотность энергии (давление) испарения есть $p_s = \alpha\bar{\rho}Q$. В таблицах [120, с. 304] и [121, с. 99, 289] значение коэффициента α не приводится. Здесь он полагается равным единице, то есть считается, что всё вещество подверглось испарению.

Материал	Плотность $\bar{\rho}$, 10^3 [кг/м ³]	Энергия сублим. или исп. Q , 10^6 [Дж/кг]	Доля α , перешедшая в газ	Давление сублим. или исп. $p_s = \alpha\bar{\rho}Q$, 10^{11} [Па]	Внутр. давление эфира $p_{\text{int}} = p_0 - p_s$, 10^{11} [Па]
Титан	4.505	исп. 8.56	1	0.386	0.714
Уран ${}_{92}\text{U}$	19.04	исп. 2.075	1	0.395	0.705
Железо электролитическое	6.88	сублим. 7.5	1	0.516	0.584

Медь электролитическая	8.32	сублим. 5.6	1	0.466	0.634
Алюминий 99.5 %	2.38	сублим. 12.1	1	0.288	0.812
Свинец	11.3	исп. 0.86	1	0.0972	1.003
Висмут	9.78	исп. 0.85	1	0.0828	1.017
Сурьма	6.691	исп. 1.022	1	0.0683	1.032
Ртуть	13.7	исп. 0.292	1	0.0400	1.060
Натрий	0.928	исп. 4.2	1	0.0390	1.061
Вода H ₂ O	1.00	исп. 2.258	1	0.0226	1.077
Водород H ₂	ждк. 2 · 0.0708	исп. 0.453	1	6.4211 · 10 ⁻⁴	1.09936
Гелий	ждк. 0.1221	исп. 0.0209	1	2.5549 · 10 ⁻⁵	1.099975
Азот N ₂	ждк. 2 · 0.808	исп. 0.1996	1	0.003226	1.0968
Кислород O ₂	ждк. 2 · 1.14	исп. 0.2135	1	0.004869	1.0951

Видно, что, несмотря на различные энергии сублимации и плотности, давления сублимации и внутренние давления металлов в твёрдой фазе Ti, ⁹²U, Cu, Al, Fe близки между собой. То же имеет место для «мягких» металлов Pb, Hg, Na и воды, но с заметно меньшим давлением сублимации. Прослеживается тенденция: чем твёрже металл, тем меньше в нём внутреннее давление эфира. Однако твёрдость вещества определяется ещё и силой связи структурных элементов металла.

Давление эфира внутри жидких фаз газообразных веществ H₂, He, N₂, O₂ близко к давлению невозмущённого эфира p_0 .

Особая близость к p_0 внутреннего давления эфира в жидкой фазе гелия объясняет отсутствие у него твёрдой фазы при нормальном давлении [121, с. 289]: уже в жидкой фазе внутреннее давление в гелии сравнивается с давлением невозмущённого эфира и для перевода гелия в твёрдую фазу необходимо создать заметное дополнительное внешнее давление $p_{\text{ext}} = 3 \cdot 10^6$ [Па] [121, с. 289].

Эксперименты [172] по разрушению кристаллов лазерным излучением за время, меньшее времени теплового колебания атомов, также могут быть объяснены созданием в кристалле давления эфира, превышающего p_0 , см. п. 23.8.

Внутреннее давление эфира в материале определяется течением эфира между его структурными элементами. Более детальное исследование внутреннего давления требует развития эфирной модели атомов и молекул, а также проведения новых экспериментов с аккуратным измерением давления сублимации различных материалов.

21.13. Слипание пластин с гладкой поверхностью, эффект Казимира. Фазовый переход состояний объектов. Радиоактивный распад

Эффект Казимира состоит в сильном притягивании друг к другу хорошо отполированных пластин на малых расстояниях между ними [97].

Помимо атомарных сил, существенный вклад в эффект Казимира могут давать потоки эфира вне и внутри тел.

Эфир в телах может двигаться быстрее из-за особенностей устройства их структурных элементов. Вблизи поверхности тел регулярная структура нарушается, что препятствует протеканию эфира. В результате, согласно уравнению состояния эфира (15), внешний по отношению к телу эфир сдавливает тело.

При сближении тел с хорошо отполированными поверхностями скорость потока эфира между ними увеличивается. Поэтому внешнее давление эфира прижимает тела друг к другу.

В аморфных телах эфир движется медленнее и эффект Казимира не так заметен.

Эфирная трактовка эффекта Казимира подтверждается экспериментами со взрывом проволочек и эмиттеров (см. п. 18.10), в которых их разрушение происходит при приближении созданного в материале давления эфира к внешнему давлению эфира, а также анализом в п. 21.12 и опытами из п. 23.8, где наблюдается неожиданный распад твёрдого тела.

Эфирную интерпретацию эффекта Казимира, в дополнение к действию межатомных сил, можно применить для объяснения фазового перехода газообразного или жидкого состояния в твёрдое. Уменьшение теплового движения молекул приводит к увеличению скорости потока эфира между ними. В результате давление внутри объекта падает, и внешний эфир сдавливает объект до твёрдого состояния.

Здесь возникает задача эфирной интерпретации сил Ван-дер-Вальса межатомного взаимодействия и поверхностных эффектов.

Распад радиоактивных объектов можно интерпретировать как процесс уменьшения по тем или иным причинам скорости эфира внутри них, приводящий к уменьшению разности давлений эфира вне и внутри объекта, что влечёт ослабление силы, удерживающей его структурные элементы.

21.14. Явления в контактах

При соприкосновении двух различных твёрдых проводников наблюдается возникновение разности потенциалов, которая называется контактной (см., например: [28, гл. VIII], а также обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Контактная_разность_потенциалов] и

указанную там литературу). Для объяснения контактной разности потенциалов в физике используется модель свободных электронов и квантовомеханическая теория движения электронов в твёрдом теле (зонная теория). Однако, как показано, например, в п. 18.13, 23.2.1, 23.2.2, приписывание электронам основной роли в электрических свойствах проводников приводит к большим проблемам с интерпретацией многих опытов.

Эфирная трактовка контактных явлений является простой и наглядной. В п. 18.10, 18.13, 21.12, 23.8, 23.9.6 на основе анализа большого количества опытов установлено, что давление эфира в веществах отличается от давления невозмущённого эфира и имеет различные значения для различных веществ. Поэтому на границах разных материалов имеется своё давление эфира, то есть, согласно (74), свой потенциал. При контакте проводников разность давлений приводит к течению эфира (5), наблюдается электрический ток. Выравнивание давлений эфира при контакте может быть очень длительным процессом, так как давление в веществе определяется устойчивым течением эфира, создаваемым энергоёмкими структурными элементами вещества.

Отсутствие электродвижущей силы в кольце из разных металлов [28, с. 450] в случае, когда нет внешних воздействий, является следствием закона сохранения импульса эфира (5).

В замкнутой цепи, состоящей из последовательно соединённых разнородных проводников, контакты между которыми находятся при различных температурах, наблюдается возникновение электрического тока (эффект Зеебека [28, с. 454; 36, с. 417]). С эфирной точки зрения усиление термоэлектрического тока при нагреве контакта между двумя различными материалами можно объяснить одним или некоторой совокупностью следующих эффектов: уменьшением пропускной способности границы проводника за счёт повышения тепловых колебаний составляющих её атомов; эффузией [27, п. 95; 155, гл. 4] эфира через пористую

границу в направлении от более холодной области к более горячей; различной зависимостью давления эфира p (15) от роста температуры для разных материалов.

Например, уменьшением пропускной способности границы между проводниками достаточно просто объяснить известный опыт с контуром из пластинки сурьмы и пластинки меди, спаянных на концах [28, с. 455, рис. 239]. В этом опыте определяется направление электрического тока с помощью расположенной между пластинками магнитной стрелки. При нагреве одного из спаев наблюдается ток через него от сурьмы к меди. При охлаждении спая направление тока меняется на противоположное.

Давление эфира в сурьме приблизительно в полтора раза выше, чем в меди, см. таблицу на с. 366. При одинаковой температуре контактов эфир течёт на каждом контакте от сурьмы к меди (в сторону меньшего давления) и суммарный ток через оба контакта равен нулю. Нагрев первого контакта затрудняет течение эфира через него из-за увеличения колебаний атомов вблизи контакта. Доминирующим становится течение на втором контакте, которое определяет суммарное течение в замкнутом контуре. В результате на первом контакте течение эфира происходит от меди к сурьме. Охлаждение первого контакта, наоборот, облегчает протекание эфира на нём по сравнению со вторым контактом. Суммарное течение эфира в контуре происходит в обратном направлении: от сурьмы к меди на первом контакте.

Прохождение электрического тока через границу двух проводников из различного материала сопровождается в зависимости от направления тока выделением или поглощением теплоты, дополнительной к выделяемой в соответствии с законом Джоуля – Ленца (эффект Пельтье [28, с. 454; 36, с. 419]). Теплота Пельтье пропорциональна силе тока, а тепловыделение Джоуля – Ленца – квадрату силы тока. Кроме того, выделяемая или поглощаемая теплота зависит от разницы температур двух проводников в месте контакта (эффект Томсона [28, с. 420]).

Уравнения эфира близки к уравнениям динамики газа (см. п. 1.2). Поэтому анализируем эффекта Пельтье, проводя аналогию с поведением газа (см. также п. 21.2). Уравнение состояния идеального газа из твёрдых частиц (аналог сыпучей среды) имеет вид: $p = \rho_m \bar{R}T/M_s$, где p – давление эфира, \bar{R} – универсальная газовая постоянная, ρ_m – плотность эфира в механических единицах (п. 20.1), M_s – молярная масса частиц эфира (см., например: [36, с. 151]). Тогда при малом изменении молярного объёма эфира ρ_m/M_s на контакте (то есть малом изменении плотности эфира) эффект Пельтье выделения или поглощения тепла T на контакте можно связать с резким изменением давления эфира: охлаждением при падении p и нагреванием при увеличении p .

Внутреннее давление эфира в материале определяется течением эфира, создаваемого его структурными элементами. Поэтому детальное количественное исследование контактных явлений требует развития эфирных модели атомов и молекул, моделей внутренней структуры и поверхностного слоя веществ.

21.15. Электроотрицательность химических элементов

Электроотрицательность химического элемента (нуклида) определяется в физике и химии как способность атома оттягивать к себе электроны других атомов [36, с. 780; ru.wikipedia.org/wiki/Электроотрицательность; ru.wikipedia.org/wiki/Электрохимический_ряд_активности_металлов]. Однако фундаментальные детали механизма возникновения такой способности не раскрываются.

Каждый нуклид характеризуется строго определённым числом протонов и нейтронов, а также некоторым энергетическим состоянием ядра. Поэтому в эфирном понимании каждый нуклид порождает своё течение эфира, связанное с особенностями своего устройства. Согласно (15), вокруг каждого нуклида образу-

ется своё давление эфира, а значит, и свой электрический потенциал (74). При сближении нуклидов разного типа возникает разность давлений эфира. Градиент давления порождает электрическое поле (72). Возникает электрическая сила, влияющая на электроны нуклидов.

Таким образом, в эфирном понимании электроотрицательность между химическими элементами обусловлена индивидуальным давлением эфира около химического элемента, связанным с его уникальным строением и состоянием.

Здесь мы снова подходим к необходимости разработки детальных количественных эфирных моделей объектов микромира: электрона, протона, нейтрона, ядра, атома, молекулы. Требуется адекватно описать движение эфира внутри, на границе и вне этих объектов, обстоятельно изучить возникающее силовое взаимодействие течений эфира при сближении объектов. Решение таких задач – направление дальнейших исследований.

22. Оценка радиусов пограничных слоёв, обуславливающих возникновение силы Лоренца и силы гравитации

В общем случае течение эфира около объекта, размер пограничного слоя и возникающую со стороны эфира силу воздействия на объект необходимо рассчитывать на основе решения исходной системы уравнений эфира (4)–(6). Однако теоретические результаты п. 16.1 и 16.2 позволяют приближённо оценить значения радиусов пограничных слоёв.

22.1. Заряженные объекты

Эфирное представление заряда объекта, полученное в п. 16.1, даёт возможность по заданной величине заряда оценить характерное расстояние от центра заряженного объекта до внешней границы пограничного слоя.

Рассмотрим объект шарообразной формы с характерным радиусом r_0 . Обозначим через a_* характерное расстояние от центра объекта до внешней границы пограничного слоя, в котором образуется вихревое или разрывное течение, приводящее к появлению обобщённой силы Жуковского \mathbf{F}_{obj} (168). Здесь для получения оценок, в отличие от классической теории подъёмной силы, где изучаются конкретные формы крыла, геометрия обтекаемого потоком объекта приближённо описывается двумя эффективными размерами r_0 и a_* .

Упростим выражение (167), предполагая такое поведение \mathbf{u}_{obj} и $\rho_{m,\text{obj}}$, что $f \approx \pm 1$ (см. формулу для f на с. 188). Тогда

$$q_f = k_{m,0} \iiint_V f d\tau \approx \pm k_{m,0} V = \pm k_{m,0} \frac{4\pi}{3} (a_*^3 - r_0^3).$$

В этой оценке величина q_f определяется разностью $a_*^3 - r_0^3$, содержащей характерные значения размера пограничного слоя и размера объекта. Из неё находим

$$a_* = \sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3}{4\pi} \frac{|q_f|}{k_{m,0}}}.$$

Например, для сферы радиуса $r_0 = 2$ [см] с равномерно распределённым зарядом $|q| = 29.979$ [см^{3/2}г^{1/2}/с = статКл = 10⁻⁸ Кл] размер пограничного слоя близок к r_0 : $a_* \approx 2.0001$ [см]. Близость a_* к r_0 соответствует эксперименту, так как при сближении макроскопических заряженных тел не наблюдается сильного изменения закона их взаимодействия.

Оценим характерное расстояние от центра элементарной заряженной частицы до внешней границы пограничного слоя из равенства $|e| = 4\pi(a_*^3 - r_0^3)k_{m,0}/3$ по известному значению

элементарного заряда $|e| = 4.8032 \cdot 10^{-10}$ [статКл]. Для расстояния r_0 , равного радиусу электрона или протона

$$\begin{aligned}r_e &= \hbar/(m_e c) = 3.8617 \cdot 10^{-11} \text{ [см]}, \\r_p &= \hbar/(m_p c) = 2.1032 \cdot 10^{-14} \text{ [см]},\end{aligned}$$

радиус пограничного слоя примерно одинаковый и составляет $a_* \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$ [см].

Величина a_* получилась много большей радиусов электрона и протона. Однако, возможно, использованное приближение $f \approx \pm 1$ даёт слишком завышенную оценку a_* . Для получения точной оценки необходимо понять структуру электрона и протона и рассчитать течение эфира в пограничном слое каждого из них на основе решения исходных уравнений эфира.

Значение a_* оказалось много меньше характерного расстояния $a \sim 10^{-3}$ [см] между вихрями эфира в модели магнитного поля, рассмотренной в п. 19.2. Такое соотношение расстояний a_* и a подтверждает возможность применения для элементарных частиц формулы (168), при получении которой предполагалось слабое изменение силового поля в области пограничного слоя. Для меньших a_* это предположение тем более выполнено.

Эфирное представление силы Лоренца (168) и оценки a_* позволяют заключить, что воздействие электрического и магнитного полей на заряженный объект может осуществляться на расстояниях, отличающихся от размера самого объекта, так как силовое взаимодействие соответствующих потоков эфира происходит в пограничном слое.

В общем случае вычисление силы требует более точного описания пограничного слоя, например, с помощью численного расчёта движения эфира вокруг той или иной модели объекта на основе исходных уравнений динамики эфира. Здесь необходима аккуратная постановка граничных условий, в том числе учёт возможного проникновения потока эфира через границу объекта.

22.2. Объекты, обладающие массой. Оценка скорости вращения гравитационного потока эфира вокруг Земли, его градиента давления и давления

В п. 16.2 получена оценка размера гравитационного пограничного слоя a_* :

$$a_* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_b}{\rho_{m,0} r_B}},$$

которая позволяет приближённо рассчитать a_* по заданной массе объекта m_b .

Например, характерный размер пограничного слоя для объекта массы $m_b = 10^4$ [г] = 10 [кг] на поверхности Земли $r \approx r_B \approx 6.37 \cdot 10^8$ [см] при плотности невозмущённого эфира $\rho_{m,0} = 2 \cdot 10^{-9}$ [г/см³] составляет $a_* \approx 43$ [см].

Характерные размеры гравитационных пограничных слоёв электрона и протона в потоке эфира около поверхности Земли

$$a_{*,e} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_e}{\rho_{m,0} r_B}} \approx 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ [см]}, \quad a_{*,e}/r_e \approx 3.4 \cdot 10^{-4},$$

$$a_{*,p} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_p}{\rho_{m,0} r_B}} \approx 5.6 \cdot 10^{-13} \text{ [см]}, \quad a_{*,p}/r_p \approx 27.$$

Таким образом, согласно данным приблизительным оценкам, гравитационный пограничный слой расположен внутри электрона и вне протона.

Оценим значение азимутальной скорости эфира $|u_{\varphi,0}|$ относительно объекта b , исходя из предположения, что вокруг Земли имеется рассмотренный в п. 16.2 гравитационный поток эфира с

центром B , совпадающим с центром Земли. Для ускорения свободного падения $g \approx 9.8 \cdot 10^2$ [см/с²] и среднего радиуса $r_B \approx 6.37 \cdot 10^8$ [см] Земли получаем вблизи её поверхности $|u_{\varphi,0}| = \sqrt{gr_B/\lambda} \approx 7.9 \cdot 10^5/\sqrt{\lambda}$ [см/с].

Числитель оказался равен первой космической скорости, которую требуется сообщить объекту для превращения его в спутник Земли, обращающийся по круговой орбите, имеющей близкий к r_B радиус.

Оценим величину $|u_{\varphi,0}|$, определяемую константой λ , исходя из доступных экспериментальных сведений.

Запуски ракет в направлении вращения и против вращения Земли показывают [80], что разница в их траекториях соответствует линейной скорости вращения поверхности Земли $\approx (2\pi/(24 \cdot 60 \cdot 60)) \cdot 6.37 \cdot 10^8 \sin \theta \approx 4.6 \cdot 10^4 \sin \theta$ [см/с].

Если бы скорость эфира $|u_{\varphi,0}|$ была сравнима со скоростью ракеты, то при таких запусках наблюдались бы различия в траекториях из-за изменения её скорости относительно эфира, см. (173). Если скорость эфира была бы много меньше скорости ракеты, то различия в траекториях наблюдались бы при движении тел с «обычными» скоростями. Отсюда заключаем, что скорость вращения эфира вокруг Земли $|u_{\varphi,0}|$ должна быть много больше первой космической скорости, например, больше второй космической скорости $11.2 \cdot 10^5$ [см/с], но ограничена скоростью света:

$$7.9 \cdot 10^5 < |u_{\varphi,0}| \ll 3 \cdot 10^{10} \text{ [см/с]}.$$

Получим более точную оценку скорости $u_{\varphi,0}$ вращения эфира вокруг Земли около её поверхности. Воспользуемся средними значениями и направлениями магнитного и электрического полей вблизи поверхности Земли [121, с. 1183, 1196]

$$\mathbf{B} \approx -0.6 \cdot 10^{-4} \mathbf{i}_\theta \text{ [Т]}, \quad \mathbf{E} \approx -130 \mathbf{i}_r \text{ [В/м]},$$

где \mathbf{i}_r и \mathbf{i}_θ – единичные радиальный и меридиональный векторы сферической системы координат с началом в центре Земли, угол θ откладывается от оси её вращения.

Согласно классификации потоков эфира, в гравитационном потоке (156) имеем

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c \approx 0.$$

Отсюда находим

$$\mathbf{u} \approx u_{0,\varphi} \mathbf{i}_\varphi, \quad u_{0,\varphi} \approx 2.17 \cdot 10^8 \text{ [см/с]}, \quad (278)$$

где \mathbf{i}_φ – азимутальный единичный вектор.

Использование найденной по измерениям оценки скорости $u_{0,\varphi}$ в теоретических результатах позволяет верифицировать адекватность теории сравнением её следствий с экспериментальными данными. Например, формулы (72) и (170) дают теоретическое представление электрического поля Земли

$$\mathbf{E} = -\rho_0 u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r.$$

Подставив сюда $u_{0,\varphi}$, получаем $\tilde{\mathbf{E}} \sim -1 \mathbf{i}_r$ [В/м] на расстояниях порядка радиуса Земли $r \sim r_B$. С учётом множества сделанных при выводе (170) упрощений, значительного разброса направлений и значений магнитного поля [121, рис. 44.1–44.5, табл. 44.9], быстрого падения электрического поля, которое на высоте более 10 [км] составляет менее 1 [В/м] [28, с. 82], заключаем, что $\tilde{\mathbf{E}}$ соответствует среднему по измерениям на 10 [км] полю Земли. Такой вывод, согласно методологии математического моделирования, свидетельствует об адекватности использованных в формулах (72) и (170) теоретических представлений о классификации гравитационного потока эфира (156) и понимании гравитационного притяжения как силы давления эфира (148).

По известным скорости $u_{0,\varphi}$ и ускорению свободного падения из (176) можно найти величину множителя λ для типичных объектов

$$\lambda \approx 1.33 \cdot 10^{-5}.$$

Значение λ позволяет оценить по формуле (171) скорость эфира в пограничном слое объекта $\tilde{u}_{0,\varphi}$. Для рассмотренного выше объекта массой 10 [кг] получаем $\tilde{u}_{0,\varphi} \approx 3.0 \cdot 10^9$ [см/с]. Превышение скоростью эфира в пограничном слое объекта $\tilde{u}_{0,\varphi}$ скорости вращения эфира вокруг Земли $u_{\varphi,0}$ можно связать с образованием вихрей при наложении внешнего движения эфира на движение эфира, обусловленное строением структурных элементов объекта.

Вблизи поверхности Земли, $r_B \approx 6.37 \cdot 10^8$ [см], градиент гравитационного давления эфира (объёмная плотность эфирной гравитационной силы), согласно (170), (222), (278), имеет следующий порядок

$$\begin{aligned} \nabla p &= \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r \approx \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{1}{r_B} \mathbf{i}_r \approx 0.147 \mathbf{i}_r \text{ [дин/см}^3\text{]} = \\ &1.47 \mathbf{i}_r \text{ [Н/м}^3\text{]} \approx 0.15 \mathbf{i}_r \text{ [кгс/м}^3\text{]} = 0.15 \cdot 10^{-3} \mathbf{i}_r \text{ [гс/см}^3\text{]}. \end{aligned}$$

Величина плотности гравитационной силы относительно мала, однако её действие усиливается в пограничном слое объекта, см. формулы (171), (172). Представляет большой интерес научиться уменьшать эту силу, например, за счёт создания препятствия из трудно проницаемого для гравитационного потока эфира материала или уменьшения (нарушения) скорости эфира $\tilde{u}_{0,\varphi}$ (171) в пограничном слое объекта, см. п. 23.10.

Гравитационное давление эфира около поверхности Земли по сравнению с бесконечно удалённой точкой достаточно велико

$$\begin{aligned} \Delta p_\infty &= \int_{r_B}^{+\infty} \frac{dp}{dr} dr = -\rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r} \Big|_{+\infty} + \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r} \Big|_{r_B} = \\ \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 &\approx 9.38 \cdot 10^7 \text{ [дин/см}^2\text{]} = 9.38 \cdot 10^6 \text{ [Н/м}^2\text{]} = \\ &9.56 \cdot 10^5 \text{ [кгс/м}^2\text{]} = 9.56 \cdot 10^4 \text{ [Гс/см}^2\text{]}. \end{aligned}$$

На малом по сравнению с радиусом Земли расстоянии, например $r_* = 100$ [см], гравитационное давление мало

$$\begin{aligned} \Delta p_* &= \int_{r_B}^{r_B+r_*} \frac{dp}{dr} dr = \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \left(1 - \frac{r_B}{r_B+r_*} \right) = \\ \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_*}{r_B+r_*} &\approx \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_*}{r_B} \approx \quad (279) \\ 14.7 \text{ [дин/см}^2\text{]} &= 1.47 \text{ [Н/м}^2\text{]} = 0.15 \text{ [кгс/м}^2\text{]} = \\ &0.015 \text{ [Гс/см}^2\text{]}. \end{aligned}$$

Однако следует иметь в виду, что гравитационное давление эфира усиливается в пограничном слое объекта.

23. Сводка экспериментальных фактов, подтверждающих наличие эфира

Методология физики как науки, обобщающей экспериментальные факты, для обоснования того или иного утверждения требует проведения и анализа множества опытов. В данном разделе собраны многочисленные известные и новые опытные факты, позволяющие сделать физический вывод о наличии эфира как среды, в которой происходят все процессы. С целью повышения надёжности этого вывода целесообразно воспроизвести ещё раз часть описанных ниже опытов, имеющиеся сведения о которых недостаточно полны, с использованием самого со-

временного экспериментального и измерительного оборудования, а также провести новые эксперименты, предложенные в этом и других разделах книги, номера которых перечислены на с. 580.

Представленный здесь материал имеет важное значение не только для подтверждения существования эфира, но и как демонстрация методики применения теории эфира к анализу конкретных физических явлений и экспериментов.

23.1. Основные общие законы электродинамики и гравитации

Выше показано, что основные общие законы электродинамики и гравитации являются математическими следствиями законов (4)–(6) сохранения материи и количества движения эфира (уравнений движения эфира). К таким следствиям относятся: уравнения Максвелла (п. 2.1), сила Лоренца (п. 2.1 и 16.1), теорема Гаусса и закон Кулона (п. 3), закон Био – Савара (п. 7), закон электромагнитной индукции (п. 9), законы Ампера (п. 12.1), эффекты и формулы электротехники и электрохимии (п. 18), магнитные явления (п. 19), закон гравитационного тяготения (п. 16.2 и 17.2).

Перечисленные законы подтверждены в многочисленных опытах и используются на практике в технических устройствах. Поэтому их логический вывод из уравнений движения эфира является одним из серьёзных аргументов в пользу признания существования эфира в методологии физики, обобщающей экспериментальные факты.

23.2. Электрический ток в проводе

В физике считается, что переносчиками электрического тока в металлах являются исключительно свободные электроны [28,

с. 173], сравнительно слабо связанные с ионами кристаллической решётки, внутри которой они могут свободно перемещаться [28, с. 178].

С эфирных позиций электрический ток в металле интерпретируется как завихренное течение ньютониев (эфира) и его взаимодействие со структурными элементами кристаллической решётки металла. Движение свободных электронов, если такие есть, не исключается, но они не являются основными переносчиками тока.

В нижеследующих трёх разделах показана внутренняя противоречивость модели свободных электронов, описаны проблемы интерпретации опытов с помощью электронной теории проводимости, представлен расчёт течения эфира в проводе.

23.2.1. Внутренняя противоречивость модели свободных электронов в твёрдом проводнике

В классической электронной теории проводимости твёрдых проводников (в том числе металлов) и их теплопроводности предполагается наличие свободных электронов, движение которых подчиняется законам классической механики Ньютона. Взаимодействием свободных электронов между собой пренебрегают, а взаимодействие с положительными ионами кристаллической решётки сводят только к соударениям [34, п. 147–150; 36, с. 376–378]. В электронной теории проводимости предполагается, что нет перескока электронов с орбиты одного атома на орбиту другого атома. Мы также не будем рассматривать такой эффект.

Иными словами, электроны проводимости представляют как электронный газ, подобный идеальному атомарному газу молекулярной физики [34, с. 336; 36, с. 376]. Поэтому при движении свободных электронов в твёрдом теле должны возникать области их скопления или разряжения, то есть возникать разделение отрицательного и положительного зарядов как в плазме. Однако при рассмотрении движения свободных электронов в твёрдом

теле этот эффект замалчивается, и, видимо, не случайно, так как далее будет видно, что он делает свободные электроны несвободными.

Оценим пространственный масштаб разделения заряда, следуя типичному для физики плазмы подходу [160, п. 1.2].

Представим, что в некотором слое нарушилась электронейтральность. Для упрощения вычислений будем считать, что это нарушение происходит в результате смещения слоя электронов с образованием слоя отрицательного и слоя положительного объёмных зарядов. Положительный заряд образуется атомами кристаллической решётки твёрдого тела (аналог ионов), от которых сдвинулись свободные электроны.

Электрическое поле между слоями эквивалентно полю плоского конденсатора [160, с. 11]. Напряжённость этого поля E определяется поверхностной плотностью заряда σ_s на «обкладках» конденсатора:

$$E = 4\pi\sigma_s = 4\pi n_e e x,$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов, x – смещение слоя.

На электрон в слое действует сила притяжения со стороны ионов: $eE = 4\pi n_e e^2 x$. Движение электронов под её воздействием приводит к изменению смещения слоя. Уравнение движения электрона в поле этой силы имеет вид

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = 4\pi n_e e^2 x,$$

где m_e – масса электрона. Оно описывает гармонические колебания с частотой

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}.$$

Эта частота носит название плазменной или ленгмюровской.

Электронный слой притягивается к положительному слою, проходит мимо него по инерции, снова притягивается и т. д.

Колебания слоя электронов определяет механизм восстановления квазинейтральности. В среднем, за много периодов колебаний рассматриваемую область твёрдого тела можно считать нейтральной. Поэтому временной масштаб разделения зарядов в твёрдом теле определяется величиной

$$t_D = 1/\omega_p,$$

как в плазме.

Расстояние, на которое за время $1/\omega_p$ сдвинется электрон, имеющий тепловую скорость $v_{T_e} = \sqrt{kT_e/m_e}$, где T_e – температура электронов в [К], характеризует пространственный масштаб разделения зарядов, связанный с тепловым движением заряженных частиц [160, с. 12]:

$$r_D = \frac{v_{T_e}}{\omega_p} = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2}}.$$

Найдём по этой формуле пространственный масштаб разделения заряда в меди при типичных температурах электронов: комнатной $T_e = 0.025$ [эВ] = 293° [К] = 20° [С] и соответствующей энергии электрона во внешнем электрическом поле $T_e = 10$ [эВ], то есть при прохождении разности потенциалов 10 [В]. Концентрация свободных электронов в меди n_{Cu} оценена в п. 23.6.1, с. 442: $n_e \sim 2 \cdot 10^{23}$ [1/см³]. В первом случае получим $r_D = 2.6 \cdot 10^{-10}$ [см], во втором – $r_D = 5.3 \cdot 10^{-9}$ [см]. Найденные r_D оказываются меньше межатомного расстояния в меди $r_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{-8}$ [см] (см. с. 442). Причина столь малых r_D состоит в относительно малой температуре и высокой концентрации электронов в твёрдом теле по сравнению с плазмой.

Отсюда следует, что атомы в твёрдом теле не позволят свободным электронам нарушить электронейтральность на межатомных расстояниях, то есть разрешат им сдвигаться лишь на расстояния меньшие, чем межатомные.

Итак, если свободные электроны и имеются в проводнике, то являются практически неподвижными на расстояниях масштаба межатомных и приложение к проводнику малой разности потенциалов (или помещение проводника в поле с малой разностью потенциалов) не может вызвать электрический ток, обусловленный движением свободных электронов, и концентрацию зарядов в отдельных частях проводника. Но ток и концентрация зарядов наблюдаются в опытах с проводниками даже при очень малых напряжениях.

Таким образом, электронная теория проводимости в твёрдом теле содержит внутреннее противоречие: с одной стороны, свободные электроны считаются движущимися свободно между столкновениями с атомами, с другой – свободные электроны в отсутствие значительных внешних сил не могут отойти от атомов на расстояния, превышающие межатомное, и не могут образовывать скопления на масштабах, больших межатомных.

23.2.2. Проблемы интерпретации опытов в электронной теории проводимости

В современной физике возбуждение и течение электрического тока в проводнике связываются исключительно с движением в нём свободных электронов [28, 31, 34]. В экспериментах с электролитами и газовыми разрядами непосредственно наблюдается движение заряженных частиц. Однако изучение публикаций за две сотни лет по фундаментальным исследованиям электрического тока в проводах показывает, что непосредственное движение электронов внутри металла нигде не наблюдалось.

Ещё раз отметим, что теория свободных электронов в твёрдом проводнике содержит внутреннее противоречие, см. п. 23.2.1.

Кроме того, приписывание электронам основной роли при переносе электрического тока в проводнике приводит к большим проблемам с интерпретацией многих опытов. Приведём примеры.

В физике XX века основным доказательством переноса электрического тока в металлах электронами считается опыт Толмена – Стюарта [32, с. 226; 34, с. 332]. Однако, как показано в п. 23.6.1, если в общепринятой трактовке данного опыта учесть основное уравнение электронной теории проводимости $\mathbf{j} = en_e \mathbf{v}_{\text{ср}}$ (где n_e – число электронов проводимости в единице объёма, $\mathbf{v}_{\text{ср}}$ – средняя скорость их упорядоченного движения) и учесть во втором законе Ньютона, использованном в этой трактовке, столкновения электронов с атомами проводника, которых на времена порядка времени торможения катушки происходит большое количество (см. с. 442), то вывод о переносе тока в проводнике свободными электронами из экспериментов Толмена – Стюарта сделать нельзя.

Опыт Кеттеринга и Скотта считается обобщением опыта Толмена – Стюарта [28, с. 413]. В интерпретации опыта Кеттеринга – Скотта уже применяется основное уравнение электронной теории проводимости. Однако по-прежнему не учитывается столкновение электронов с атомами. За характерное время колебания катушки происходит огромное количество таких столкновений (см. с. 442), что делает неверным использованное при анализе опыта предположение о движении электронов только под действием электрического поля.

С эфирной точки зрения в опыте Кеттеринга – Скотта, как и в опыте Толмена – Стюарта, основную роль играет течение эфира (см. п. 23.6.1), а движение в проводнике свободных электронов, если они имеются, является вторичным эффектом. То

есть данные опыты можно рассматривать как подтверждение существования эфира.

Ещё одним важным подтверждением электронной теории проводимости металлов в физике считается закон Видемана – Франца. Однако в п. 21.11 показано, что для его объяснения наличие свободных электронов в металле не требуется.

Как уже отмечалось в п. 9, из экспериментов известно, что возбуждённый на одном из концов длинного проводника постоянный ток появляется на другом конце значительно быстрее характерного времени движения электронов в нём. Согласно, например, [28, с. 214], для металлов скорость упорядоченного движения электронов составляет не более нескольких сантиметров в секунду, а в электролитах ещё меньше. Поэтому практически мгновенный перенос энергии по проводу не объясняется возможным движением в нём электронов.

В опытах со взрывом проволочек электрическим током (п. 18.10) электроны не могут быть основным носителем энергии электрического тока, так как за время до взрыва всей проволочки электроны успевают пройти лишь малую часть её длины.

Таким образом, в общепринятой интерпретации течения тока в проводе имеется непоследовательность: с одной стороны, носителем тока считаются находящиеся внутри проводника свободные электроны, с другой – цитируем [32, с. 398]: «передаваемая с помощью электрического тока энергия движется в окружающем проводник пространстве», причём «электромагнитная энергия втекает в проводник из окружающего пространства через его боковую поверхность». При такой трактовке возникают естественные вопросы. Почему, например, в законе Джоуля – Ленца для плотности тепловой мощности тока [36, с. 462], в выражении для мощности цепи (179), в формуле для энергии тока [36, с. 462] значения плотности тока и полный ток рассматриваются внутри провода, а не во внешней к проводу области? Если энергия втекает в провод через боковую поверхность, то как она

формируется около этой поверхности, какой механизм её распространения вдоль поверхности и что конкретно происходит с энергией при втекании её в провод? Если электромагнитное поле переносится снаружи провода, то зачем надо вводить понятие свободных электронов, ведь поле может существовать и без электронов? Проникновение магнитного поля внутрь металла, в том числе скин-эффект высокочастотного тока, описывается уравнением диффузии магнитного поля [28, с. 63], в которое не входят параметры электронов. Тогда зачем энергию электрического тока в металле обязательно связывать с движением свободных электронов? Если свободные электроны в проводнике не нужны для объяснения энергии тока, а нужно лишь электромагнитное поле, то это подтверждает эфирный механизм тока, так как поле и есть проявление движения эфира.

Поиск ответов на данные и другие вопросы в условиях отказа от понятия среды, где происходят все процессы, привёл физику к необходимости построения сложной для трактовки квантовой теории, основанной на уравнении Шредингера. В физике считается, что только квантовая теория позволяет построить динамическую теорию электропроводности, согласующуюся с экспериментом [28, с. 185].

Однако, как показано в данной книге, практически все проблемы интерпретации и противоречия в физике легко снимаются, если принять, что процессы в природе происходят не в пустоте, а в некоторой среде – эфире. При этом вместо постулирования принципов и уравнения Шредингера для трудно интерпретируемой волновой функции применяются лишь два исходных вполне естественных закона сохранения (4)–(6): количества материи и количества её движения.

В эфирной трактовке электрический ток в проводнике представляет собой завихренное течение эфира, см. детали в п. 12. Все известные из эксперимента формулы электродинамики остаются в силе или уточняются и, что крайне важно для понимания

основ устройства мира, получают единое теоретическое обоснование как логические следования очень малого числа исходных посылок – уравнений эфира (4)–(6).

В эфирном представлении перенос плотности энергии электрического тока, как и плотности энергии любого другого движения эфира, описывается векторным потенциалом, см. п. 2.3. В п. 18.9 показано, что применяемый в физике вектор Умова – Пойнтинга введён искусственно. Поэтому проводимые с его использованием рассуждения об энергии тока в проводнике, см., например: [32, с. 398], не раскрывают суть общих закономерностей.

В качестве очередного примера рассмотрим устранение противоречий в общепринятой интерпретации передачи электрического тока от электростанции на большие расстояния. Вопрос состоит в том, что если энергию переменного тока в проводе (фазе) несут свободные электроны, совершающие колебания под действием переменного электрического поля, то зачем тогда нужен второй заземлённый провод (нейтраль), выступающий, как считает электротехника, в роли отдельного проводника [ru.wikipedia.org/wiki/Электрическая_сеть]? Ведь электроны в проводе фазы, как и в электролите, должны иметь возможность совершать работу за счёт своих колебаний.

В эфирном понимании электростанция есть источник избыточного или пониженного давления эфира (электрического потенциала, см. формулу (74)), а Земля – резервуар очень большого объёма, имеющий своё квазипостоянное давление эфира (квазипостоянный потенциал). Естественно, что при выравнивании избыточного или пониженного давления эфира (или плотности энергии, см. п. 1.4) в проводе фазы совершается работа. Такое выравнивание возникнет, например, если обеспечить беспрепятственное течение эфира между проводом и внешней средой, что и делается, например, в случае хорошего заземления.

В общем случае эфирное понимание электрического тока, вообще говоря, не требует замкнутого контура или контакта с землёй для совершения работы. Необходимо лишь тем или иным способом обеспечить истечение эфира из провода или его втекание в провод.

Таким образом, казалось бы, на первый взгляд, философское понимание природы материи как движения эфира позволяет начать обоснованную разработку принципиально новых источников электрического тока и однопроводных систем передачи энергии, не обращая внимания на вопросы, откуда возьмутся и куда денутся свободные электроны.

Иными словами, необходимо научиться использовать имеющиеся в природе течения эфира. Например, около поверхности Земли существует достаточно сильное электрическое поле ~ 130 [В/м] (см., например: [28, с. 82]), которое на расстоянии роста человека даёт падение напряжения (разность давлений эфира) ~ 200 [В] (см. также обсуждение на с. 583). А разность потенциалов между поверхностью Земли и верхними слоями атмосферы составляет ~ 400 [кВ]. Наличие установившегося электрического поля, согласно (72), означает наличие градиента давления эфира. Чтобы воспользоваться такими разностями потенциалов (давлений), необходимо как-то создать условия для выравнивания давления эфира между концом вынесенного над поверхностью Земли заземлённого провода (давлением эфира в Земле) и давлением эфира в окружающем этот конец воздухе. В настоящее время основной известный способ выравнивания давлений эфира – непосредственный контакт двух проводников электрического тока или плотных тел. Но воздух не является ни хорошим проводником, ни плотным телом, поэтому передача проводу имеющегося в воздухе давления эфира затруднена.

Отметим интересные исследования по разработке и применению однопроводниковых систем передачи электроэнергии [156]. Однако в этих системах рассматривается задача создания

резонансного движения эфира в проводнике, а не задача обеспечения свободного течения эфира через окончание или поверхность проводника.

23.2.3. Расчёт течения эфира внутри провода

В общем случае расчёт течения эфира внутри провода требует аккуратной постановки математической задачи для уравнений эфира. Необходимо адекватно описать воздействие источника тока; задать граничные условия на концах и поверхности провода, описывающие взаимодействие течения эфира с внешней средой; построить модель атомарной структуры проводника, влияющей на течение эфира; поставить начальные условия. В простейшем приближении такая задача решена в п. 21.9. Однако рассмотрение данной задачи в общем случае – дело дальнейших исследований.

Здесь продемонстрируем применение методологии теории эфира на примере количественного анализа другой упрощённой задачи: о нахождении радиальных зависимостей скорости и плотности эфира в проводе и связанных с ними величин. Будем искать установившиеся плотность ρ и скорость \mathbf{u} эфира внутри бесконечного прямолинейного цилиндрического провода, не имеющего свободных зарядов. Введём цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$, где вектор \mathbf{i}_z направлен вдоль провода. Пусть источник тока создаёт внутри проводника электрическое поле $\mathbf{E}_0 = E_{0,z}(1 + \alpha)\mathbf{i}_z$, где $E_{0,z}$ – заданная константа, а функция α , подлежащая определению из решения задачи, описывает самосогласование поля источника тока и течения эфира. Взаимодействие потока эфира со структурными элементами провода опишем с помощью закона Ома (140)

$$\mathbf{j} = \sigma_{\text{эл}}\mathbf{E}, \quad (280)$$

где $\sigma_{эл}$ – электрическая проводимость, \mathbf{E} – электрическое поле, возникающее в результате движения эфира в проводе.

В установившемся режиме при отсутствии источников плотности эфира и наличии внешнего воздействия \mathbf{E}_0 плотность и скорость эфира в проводе должны удовлетворять уравнениям состояния (15), неразрывности (22), Ампера (34), движения (72), эфирного представления плотности тока (127) и закону Ома (140)

$$\left\{ \begin{array}{l} p = k_{m,0}(\rho_* u_*^2 - \rho \mathbf{u}^2) \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi \mathbf{j} \\ k_{m,0} \mathbf{E} = -\nabla p + k_{m,0} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{j} = k_{m,0} \mathbf{u} \\ \mathbf{j} = \sigma_{эл} \mathbf{E} \end{array} \right. . \quad (281)$$

Возьмём градиент от первого уравнения. Подставим \mathbf{E} из четвёртого уравнения в закон Ома. Получим выражение для \mathbf{j} , которым воспользуемся в пятом уравнении. Имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla p = -k_{m,0} \nabla(\rho \mathbf{u}^2) \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi k_{m,0} \mathbf{u} \\ \sigma_{эл} \left(-\frac{1}{k_{m,0}} \nabla p + \mathbf{E}_0 \right) = k_{m,0} \mathbf{u} \end{array} \right. .$$

Учтём формулу для ∇p в четвёртом уравнении

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi k_{m,0} \mathbf{u} \\ \sigma_{эл} (\nabla(\rho \mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0) = k_{m,0} \mathbf{u} \end{array} \right. .$$

Подставив $k_{m,0}\mathbf{u}$ из третьего уравнения в правую часть второго, приходим к системе четырёх уравнений с четырьмя неизвестными

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho\mathbf{u})) = 4\pi\sigma_{эл}(\nabla(\rho\mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0) \end{cases} \quad (282)$$

Данные уравнения имеют большое множество различных решений. Это означает, что в проводе можно организовывать множество разных потоков эфира.

Некоторые аналитические формулы для искомым функций ρ , \mathbf{u} , α могут быть построены с помощью системы символьных вычислений Maple. Однако в общем случае эти формулы очень громоздки.

С целью получения простых выражений будем искать решение (282) в виде $\rho = \rho(r)$, $\mathbf{u} = u_z(r)\mathbf{i}_z$, $\alpha = \alpha(r)$, $|\alpha(r)| \ll 1$. Модель течения с постоянной вдоль провода плотностью потока эфира $\rho(r)u_z(r)\mathbf{i}_z$ соответствует установившемуся течению в результате баланса между ускоряющей его силой и тормозящей силой, возникающей из-за сопротивления среды. Кроме того, пренебрежём во втором уравнении системы (282) функцией $\alpha(r)$ по сравнению с единицей, то есть рассмотрим источник поля в виде $\mathbf{E}_0 = E_{0,z}\mathbf{i}_z$. В этом случае системе (282) при $\sigma_{эл} \approx const$ удовлетворяют следующие функции

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{64}{(C_1 r^2 - 2C_2 \ln r - C_2 + 2C_3)^2}, \\ \mathbf{u}(r) &= \frac{(\pi\sigma_{эл}E_{0,z}C_1^2)^{\frac{1}{3}}}{4C_1} (C_1 r^2 - 2C_2 \ln r - C_2 + 2C_3)\mathbf{i}_z, \end{aligned} \quad (283)$$

где C_1, C_2, C_3 – произвольные константы.

Такое течение эфира не создаёт дополнительное к источнику электрическое поле в проводе, так как $\nabla p = 0$. Рассчитанное по решению (283) электрическое поле направлено вдоль провода

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{k_{m,0}} \nabla p + \mathbf{E}_0 = \nabla(\rho \mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0 = E_{0,z} \mathbf{i}_z. \quad (284)$$

Это поле с точностью до малых членов $|\alpha(r)| \ll 1$, отброшенных для упрощения решения системы (282), совпадает с исходным, неупрощённым полем источника тока $\mathbf{E}_0 = E_{0,z}(1 + \alpha) \mathbf{i}_z$

$$\mathbf{E} = E_{0,z} \mathbf{i}_z \approx E_{0,z}(1 + \alpha) \mathbf{i}_z. \quad (285)$$

Подчеркнём ещё раз, что использованное при решении системы (283) приближение $|\alpha(r)| \ll 1$ для \mathbf{E}_0 введено только из-за желания получить относительно простые выражения для $\rho(r)$ и $\mathbf{u}(r)$. Система Maple находит решения $\rho(r)$, $\mathbf{u}(r)$ и для произвольной функции $\alpha(r)$, но даёт слишком громоздкие для анализа формулы.

В общем случае поле \mathbf{E} в проводе может оказаться отличным от \mathbf{E}_0 из-за появления ненулевого градиента давления эфира ∇p .

Магнитное поле $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u})$ (20) внутри провода на решении (283) имеет только азимутальную компоненту

$$\mathbf{B}(r) = \frac{32c(\pi\sigma_{\text{эл}}E_{0,z}C_1^2)^{1/3}}{C_1} \frac{C_1 r^2 - C_2}{r(C_1 r^2 - 2C_2 \ln r - C_2 + 2C_3)^2} \mathbf{i}_\varphi.$$

Проанализируем формулы (283) в случае ограниченной при малых r скорости, то есть при $C_2 = 0$:

$$\rho(r) = \frac{64}{(C_1 r^2 + 2C_3)^2},$$

$$\mathbf{u}(r) = \frac{(\pi\sigma_{\text{эл}}E_{0,z}C_1^2)^{1/3}}{4C_1} (C_1r^2 + 2C_3)\mathbf{i}_z.$$

Константы C_1 и C_3 можно найти, например, по известной (измеренной) плотности тока на оси провода $j_z|_{r=0} = \sigma_{\text{эл}}E_{0,z}(1 + \alpha(0)) \approx \sigma_{\text{эл}}E_{0,z}$ и равенству плотности эфира $\rho(r)$ на поверхности провода $r = r_0$ некоторой характерной плотности ρ_* : $\rho(r_0) \approx \rho_*$. Однако второе условие приводит к слишком громоздким формулам. Компактные формулы получаются, если C_3 определить из условия близости для всех малых r плотности эфира к характерной: $\rho(r) \approx \rho_*$. Тогда

$$C_3 \approx \frac{4}{\sqrt{\rho_*}}, \quad C_1 \approx \frac{8\pi k_{m,0}^3}{\sqrt{\rho_*^3}(\sigma_{\text{эл}}E_{0,z})^2},$$

$$\rho(r) = \rho_*\xi^{-2}(r), \quad \mathbf{u}(r) = \frac{\sigma_{\text{эл}}E_{0,z}}{k_{m,0}}\xi(r)\mathbf{i}_z, \quad (286)$$

$$\xi(r) \equiv 1 + \frac{\pi k_{m,0}^3}{\rho_*(\sigma_{\text{эл}}E_{0,z})^2}r^2.$$

При этом

$$\mathbf{V}(r) = \frac{2\pi c k_{m,0}^2}{\sigma_{\text{эл}}E_{0,z}}r\xi^{-2}(r)\mathbf{i}_\varphi. \quad (287)$$

Остаётся найти функцию $\alpha(r)$, которая описывает влияние течения эфира на электрическое поле, создаваемое в проводе источником тока. Эта функция выпала из решения (283) в результате использования в четвёртом уравнении системы (281) условия $|\alpha(r)| \ll 1$, существенно упрощающего формулы её решения. В остальных уравнениях системы (281) не будем применять

данное приближение. Определим $\alpha(r)$ так, чтобы закон Ома (280) (шестое уравнение в (281)) выполнялся не с упрощённым электрическим полем (284), а с полем (285), учитывающим поправку $\alpha(r)$.

Согласование электрического поля, создаваемого источником, с течением эфира в проводе описывается последними двумя уравнениями системы (281)

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= k_{m,0} \mathbf{u}, \\ \mathbf{j} &= \sigma_{\text{эл}} \mathbf{E} = \sigma_{\text{эл}} E_{0,z} (1 + \alpha(r)) \mathbf{i}_z. \end{aligned}$$

Отсюда

$$k_{m,0} \mathbf{u} = \sigma_{\text{эл}} E_{0,z} (1 + \alpha(r)) \mathbf{i}_z.$$

Подставляя решение $\mathbf{u} = \mathbf{u}(r)$ в (286), находим $\alpha(r)$

$$\begin{aligned} \xi(r) \mathbf{i}_z &= (1 + \alpha(r)) \mathbf{i}_z, \\ \alpha(r) &= \xi(r) - 1. \end{aligned}$$

Условие $|\alpha(r)| \ll 1$, частично использованное при решении системы (281), удовлетворяется, по крайней мере, при достаточно малом радиусе провода r_0 , то есть для тонкого проводника:

$$r_0 < \sigma_{\text{эл}} |E_{0,z}| \sqrt{\frac{\rho_*}{\pi k_{m,0}^3}}.$$

Формулы (286), (287) позволяют сделать важные выводы.

С увеличением плотности тока $|j_z| = \sigma_{\text{эл}} |E_{0,z} (1 + \alpha(r))|$ магнитное поле внутри проводника падает. Это объясняет эффект Мейснера – Оксенфельда, согласно которому магнитное

поле выталкивается из проводника при переходе в режим сверхпроводимости $\sigma_{\text{эл}} \rightarrow \infty$, см., например: [28, с. 320].

Рост проводимости $\sigma_{\text{эл}}$ приводит к ослаблению зависимости плотности и скорости эфира от радиуса. То есть плотность потока эфира $\rho \mathbf{u}$ становится постоянной по радиусу.

Максимальное магнитное поле внутри тонкого проводника

$$B_{\text{max}} = \frac{3\sqrt{3}\pi}{8} c \sqrt{k_{m,0} \rho_*}$$

достигается или в проводнике при

$$r_{\text{max}} = \sigma_{\text{эл}} E_{0,z} \sqrt{\frac{\rho_*}{3\pi k_{m,0}^3}}, \text{ если } r_{\text{max}} \leq r_0,$$

или на поверхности проводника r_0 , если $r_{\text{max}} > r_0$.

Максимальная величина $|\mathbf{B}|$ при $r_{\text{max}} < r_0$ определяется только характерной плотностью эфира ρ_* . Если значение ρ_* близко к плотности невозмущённого эфира $\rho_* \approx \rho_0$ (221), то $|\mathbf{B}| < B_{\text{max}} \approx 1.6$ [МГаусс] = 160 [Т]. Данный результат разрешает проблему неограниченного возрастания магнитного поля в законе Эрстеда (105) вблизи оси провода, так как внутри провода выражение для магнитного поля (287) имеет другую зависимость от радиуса, не содержащую особенность на оси.

Влияние распределения скорости эфира внутри провода на создаваемое в нём магнитное поле и плотность тока при наличии различных внешних воздействий рассмотрено в п. 12.4.

Наличие формулы, связывающей скорость $\mathbf{u}(r)$ с другими параметрами эфира, позволяет предложить эксперимент по оценке характерной плотности эфира внутри провода ρ_* . При этом следует применять как можно более точную формулу для

$\mathbf{u}(r)$, без использования упрощений, сделанных нами лишь для получения простых соотношений.

Если в установившемся режиме создать небольшое возмущение постоянного тока на одном конце провода и измерить время прихода этого возмущения на второй конец, то отношение длины провода к данному времени даст оценку скорости движения эфира в нём. Согласно (127), скорость эфира в проводе сечением $2.5 \text{ [мм}^2\text{]}$ при токе 0.1 [А] составляет $\sim 1.8 \cdot 10^6 \text{ [см/с]}$, что много меньше скорости света. Поэтому оценить время прихода возмущения можно по задержке относительно светового сигнала. Подставив найденную скорость и измеренную плотность тока \mathbf{j} в формулу для $\mathbf{u}(r)$, находим ρ_* . Результаты предлагаемого эксперимента послужат дополнительным доказательством существования эфира.

Ещё раз подчеркнём, что здесь рассмотрена и проанализирована лишь простейшая задача о постоянном электрическом токе в проводе. Постановка и решение более сложных задач, в том числе для переменного тока, позволят глубоко изучить механизм протекания электрического тока. Новые знания откроют путь к совершенствованию способов передачи тока и разработке новых устройств его генерации.

23.3. Эксперименты с униполярным генератором. Эффект Аспдена

Особый интерес к экспериментам с униполярным генератором вызван отсутствием в физике убедительного объяснения возникающей в нём э.д.с. Подобные трудности обычно указывают на необходимость учёта эфирных эффектов, так как современная физика полностью исключает их из рассмотрения. В п. 18.11 дана ясная эфирная трактовка появления э.д.с. в униполярном генераторе как результата возникновения обобщённой силы Жуковского в диске, вращающемся в магнитном поле.

С целью сравнения электронной и эфирной теорий проводимости и применения эфирной теории униполярного генератора (п. 18.11) к анализу экспериментальных данных авторы совместно с И.Н. Степановым и В.А. Чижовым сконструировали униполярный генератор и провели с ним ряд экспериментов. В основу конструкции положены идеи униполярной N-машины Брюса де Пальма, см., например: [125, с. 72–75]. Схема этой машины изображена на рис. 10.

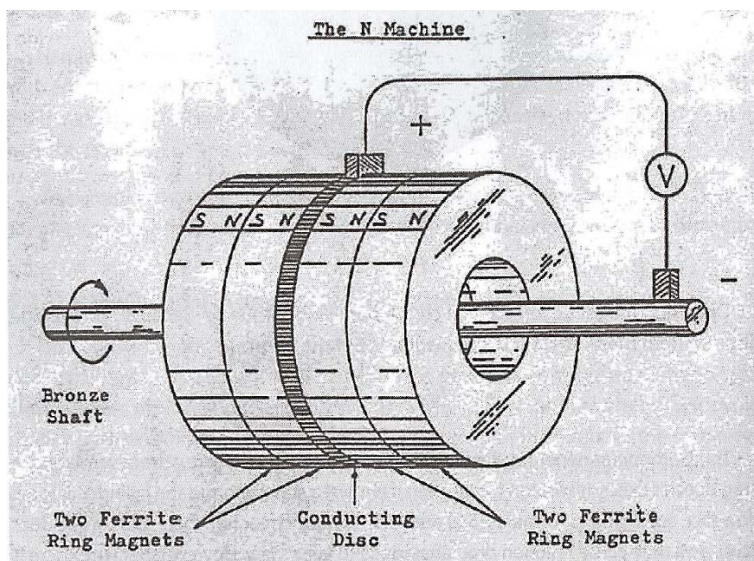


Рис. 10. Схема N-машины Брюса де Пальмы.

Ниже приведено достаточно подробное описание установки и измерений так, что аналогичные эксперименты могут быть воспроизведены в любой лаборатории.

На медную ось диаметром 15 [мм], соединённую через изолятор с электромотором, неподвижно посажены медный диск

толщиной 6.5 [мм] и вплотную к нему с обеих сторон два магнита. Каждый магнит имеет толщину 15 [мм] и радиус $r_y = 40$ [мм]. Медный диск также имеет радиус r_y .

Подчеркнём, что использование медного диска большего, чем магниты, диаметра приводит к ослаблению генерируемого тока, так как в диске на выступающем за магнит участке возникает противоток из-за изменения направления магнитного поля около боковой поверхности магнита на противоположное.

Изменение магнитного поля на противоположное имеет место и на боковых поверхностях отверстия в центре магнита, рис. 10. Такое изменение также ослабляет ток, если снимать его на контакте с осью. Однако данное ослабление тока менее заметно из-за меньшей линейной скорости вращения около оси (201) при $\alpha > 0$.

Измерения магнитного поля проводились с помощью магнитометра АТЕ-8702, имеющего погрешность ± 0.0001 [Т]. До установки магнитов на ось определена величина магнитного поля при сближении их плоскостей на 6.5 [мм]. Величина поля в этом зазоре составила ≈ 0.4 [Т]. Измерения параллельного оси вращения поля вблизи внешних плоскостей магнитов в смонтированной с медным диском конфигурации дали 0.34 ± 0.001 [Т]. Это поле быстро спадает с удалением от магнита и на расстоянии ~ 7 [см] становится равным ~ 0.01 [Т]. Перпендикулярное оси вращения поле около плоской и боковой сторон магнита также мало ~ 0.007 [Т]. Магнитное поле в месте расположения измерительных приборов близко к нулю. Магнитное поле от электромотора на расстоянии, с которого начинается часть оси, имеющая проводящий контакт с магнитами, пренебрежимо мало. Результаты измерений магнитного поля в неподвижном и во вращающемся с разными угловыми скоростями состояниях установки практически не различаются.

Частота вращения дисков n определялась тахометром DT2234В. Величина угловой скорости вращения $|\omega|$ связана с

частотой n , измеряемой в [об/мин], соотношением $|\omega| = 2\pi n / 60$ [рад/с].

Для повышения надёжности измерений использовались различные цифровые и стрелочные мультиметры, в том числе: UT71E, MAS838, M890G, SP-110. Мультиметр UT71E является 5-разрядным, MAS838 – 3.5-разрядным.

Показания приборов снимались с помощью подсоединения медных проводов сечением 1.5 [мм²] к оси вращения и внешнему обводу медного диска. Сопротивление контактов в месте прикосновения к вращающимся элементам установки контролировалось и не оказывало существенного влияния на измерения.

В неподвижном состоянии генератора измерение сопротивления участка цепи между осью и внешней стороной медного диска с помощью мультиметра UT71E дало значение порядка погрешности этого прибора – менее 0.009 [Ом]. Измерения другими мультиметрами с применением шунтов показали аналогичную величину. Оценка с использованием табличного значения удельного сопротивления меди $0.17 \cdot 10^{-9}$ [Ом · м] на участке цепи длиной 0.08 [м] с сечением контакта щупов 0.2 [мм²] даёт значение 0.007 [Ом]. Таким образом, согласно измерениям и теоретическому расчёту, сопротивление R_y рассматриваемого униполярного генератора является малым.

Из экспериментов известно, что магнитосопротивление большинства металлов, в том числе меди, мало при температуре ~ 20 С⁰ в постоянном по времени магнитном поле величиной до 2 [Т]. Приращение сопротивления в таких условиях составляет лишь ~ 0.01 % [121, с. 738, левая колонка, внизу]. Поэтому сопротивление медного диска, находящегося в униполярном генераторе между магнитами, остаётся практически таким же, что и вне магнитов.

Индуктивное сопротивление, согласно уравнению (189), не влияет на ток в установившемся режиме, когда параметры цепи перестают меняться во времени (см. также [28, с. 541]).

Таким образом, из-за малости R_y регистрируемый электрический ток может сильно зависеть от сопротивления R подсоединённой к нему последовательно электрической цепи $I = \mathcal{E}_ж / (R_y + R)$.

Цифровые мультиметры обладают особенностью, которую необходимо учитывать при измерении электрического тока в униполярном генераторе. С помощью двух мультиметров, один из которых находится в режиме омметра, а второй в режиме амперметра, можно убедиться, что внутреннее сопротивление цифрового амперметра уменьшается с уменьшением чувствительности. Например, в мультиметре MAS838 режимам 2, 20, 200, 10000 [10^{-3} А] соответствуют его внутренние сопротивления 105, 15, 6.4, 0.7 [Ом]. В результате в режиме 10 [А] в цепи, состоящей только из униполярного генератора и данного цифрового амперметра, будет регистрироваться значительно больший ток, чем в режиме 2 [10^{-3} А].

При увеличении частоты вращения n с 200 ± 5 до 2500 ± 25 [об/мин] напряжение $\mathcal{E}_ж$ и ток, измеренные MAS838 в режиме 2 [10^{-3} А], менялись линейно с 0.00400 ± 0.0001 до 0.0710 ± 0.0005 [В] и с 0.051 ± 0.001 до 0.687 ± 0.001 [10^{-3} А]. Линейная зависимость напряжения от угловой скорости в эксперименте соответствует полученной в п. 18.11 аналитически формуле (202) для э.д.с. Жуковского $\mathcal{E}_ж$. Изменение направления вращения приводило к изменению знака напряжения и тока на противоположный. При этом их абсолютные величины различались лишь в третьей значащей цифре.

Сопротивление участка цепи равно отношению измеренных на нём напряжения и тока. Для всех рассмотренных частот вращения оно оказалось равным приблизительно 100 [Ом], что соответствует внутреннему сопротивлению MAS838 в режиме 2 [10^{-3} А]. То есть сопротивление цепи, состоящей из униполярного генератора и цифрового амперметра, определяется сопротивлением амперметра.

Подчеркнём, что ток в цепи с униполярным генератором может быть очень большим даже при малой э.д.с. Например, в случае замыкания оси и внешнего обвода униполярного генератора, сопротивление цепи определяется сопротивлением генератора и ток $I = \mathcal{E}_{\text{ж}}/R_{\text{y}}$ может составлять более $0.071 \text{ [В]} / 0.007 \text{ [Ом]} = 10 \text{ [А]}$ при частоте вращения 2500 [об/мин] . Однако течению такого тока может препятствовать повышенное сопротивление на контактах, которые могут хуже «пробиваться» при малом напряжении. На практике в контактах униполярных генераторов применяют жидкие проводники.

Электронная теория проводимости объясняет различные свойства вещества существованием и движением в нём электронов, см., например: [34, п. 147-150; 36, с. 376–378]. В классической электронной теории металлов предполагается, что движение электронов подчиняется законам классической механики Ньютона, взаимодействием электронов между собой пренебрегают, а взаимодействие электронов с положительными ионами кристаллической решётки сводят только к соударениям. Иными словами, электроны проводимости рассматривают как электронный газ, подобный идеальному атомарному газу молекулярной физики [34, с. 336; 36, с. 376].

Приведём экспериментальные факты, показывающие, что электрический ток в медном диске рассматриваемого униполярного генератора не объясняется вращением магнита и не объясняется электронной теорией проводимости.

1. Воздействие вращающегося вдоль оси север – юг постоянного магнита с цилиндрически симметричным относительно этой оси магнитным полем считается в физике, которая обобщает опытные факты, эквивалентным воздействию поля неподвижного магнита. Например, такое вращение не создаёт ток в униполярной машине с неподвижным медным диском [127; 157, п. 2, пример 1], не влияет

на иголку и на другой магнит [157, п. 3.2], не меняет расположение металлической стружки. Такой эффект можно объяснить тем, что даже при небольшой скорости вращения ток домена в относительно малой области пространства внутри магнита быстро сменяется током другого домена и поле вне магнита, определяемое очень большим количеством доменов, слабо зависит от этой замены. Таким образом, действие магнитного поля во вращающемся и неподвижном генераторе одинаково. Поэтому вращение магнита не объясняет появление тока в медном диске.

2. Электрический ток нельзя объяснить центробежным эффектом свободных электронов, так как тогда знак тока не зависел бы от направления вращения, а в эксперименте знак тока меняется при изменении направления вращения генератора. Кроме того, простой анализ, проведённый в п. 23.2.1, показывает, что свободные электроны в твёрдом проводнике при отсутствии сильных внешних воздействий могут отклониться от ионов кристаллической решётки лишь на расстояния, меньшие межатомных.
3. Эффект кругового движения электронов вместе с диском также не объясняет появление тока.

До начала вращения электрическое поле отсутствует.

Если предположить, что свободные электроны начинают упорядоченно вращаться вместе с диском, то на них начинает действовать магнитная компонента силы Лоренца. Однако магнитное поле препятствует движению заряженных частиц поперёк него из-за возникновения ларморовского вращения под действием магнитной компоненты силы Лоренца (магнитная ловушка). В униполярном генераторе для линейной скорости вращения электронов вместе с диском ~ 5 [м/с] поперёк магнитного поля 0.4 [Т] ларморовский радиус составил бы $7.1 \cdot$

10^{-11} [м], что значительно меньше среднего межатомного расстояния в меди (см. п. 23.6.1, с. 442). Электроны в таких условиях оказались бы запертыми магнитным полем в меди и не смогли упорядоченно двигаться в радиальном направлении. Поэтому радиальный электрический ток не должен был бы возникать при вращении. Не должно появляться и отсутствовавшее до начала вращения радиальное электрическое поле, так как по закону Ома оно пропорционально току.

Кроме того, если бы в униполярном генераторе ток переносили электроны в результате какого-то отличного от силы Лоренца эффекта, то при отключении продольного к оси вращения магнитного поля, препятствующего движению электронов по радиусу, наблюдался бы больший ток. Однако выключение магнитного поля не только не увеличивает ток, а, наоборот, уменьшает его до едва заметных значений [167].

В общем случае для проверки роли электронов в переносе электрического тока в проводнике можно предложить эксперимент, аналогичный [171, с. 478–480], в котором добиваются полного исчезновения анодного тока за счёт увеличения магнитного поля. Для проведения такого эксперимента требуется обеспечить возможность создания постоянного магнитного поля разной величины в поперечном к проводу направлении. Источник э.д.с. следует брать достаточно слабым, чтобы электрический член в силе Лоренца можно было сделать заметно меньше магнитного члена, в котором взята средняя скорость направленного движения электронов, рассчитанная по электронной теории проводимости. Если электрический ток в цепи не будет зависеть от величины поперечного к проводу магнитного поля, то не электроны определяют течение тока, так как, согласно уравнению движения заряда под

действием магнитной компоненты силы Лоренца, электрон запирается из-за ларморовского вращения и его движение вдоль провода в слабом электрическом поле значительно затрудняется. Следует ожидать, что предложенный опыт подтвердит эфирный характер электрической проводимости металлов, так как из эксперимента уже известно, что их магнитосопротивление в типичных условиях крайне мало [121, с. 738, левая колонка, внизу].

4. Электрический ток в униполярном генераторе нельзя объяснить законом электромагнитной индукции, так как в рассматриваемой конструкции поток магнитного поля через плоскость замкнутой измерительной цепи (рамки) равен нулю. Более того, эксперимент с рамкой, вращающейся вместе с магнитом и диском (то есть неподвижной относительно них), показывает возникновение э.д.с. и тока, несмотря на то, что рамка в этом случае не движется относительно поля.

Итак, во вращающемся состоянии генератора в медном диске действует то же магнитное поле, что и в неподвижном состоянии. Возникающий ток нельзя объяснить центробежным движением электронов или их вращением вместе с диском. Закон электромагнитной индукции даёт нулевой ток. Однако электрический ток при вращении наблюдается. Таким образом, электронная теория проводимости не может объяснить появление тока в униполярном генераторе, то есть не электроны являются основным носителем тока. Требуется другая модель для описания механизма данного эффекта.

Теория эфира даёт простое и понятное объяснение возникновению электрического тока в униполярном генераторе. Поскольку э.д.с. не объясняется движением электронов, то вращающийся диск должен создавать круговое течение эфира с ненулевой линейной скоростью \mathbf{V} , иначе при $\mathbf{V} = 0$ э.д.с. отсутство-

вала бы, как и в случае невращающегося диска. Наложение кругового течения эфира на вихревое течение магнитного поля приводит к появлению в радиальном направлении обобщённой силы Жуковского (121), которая создаёт различные давления эфира на оси и обводе диска, возникает э.д.с. Жуковского (202). Появляется сильно завихренное (125) течение эфира в радиальном направлении – электрический ток.

Круговое движение эфира, обусловленное вращением структурных элементов диска, в сочетании с радиальным, вызванным силой Жуковского, образует в медном диске униполярного генератора спиралевидное течение эфира. Оценим параметры этого течения.

Измерение напряжения, угловой скорости и магнитного поля позволяет с помощью формулы (202) вычислить значение параметра α , описывающего радиальное распределение тангенциальной скорости эфира \mathbf{V} (201). Величина α определяется структурой материала диска, через который течёт радиальный поток эфира. Значение α оказалось равным 1.3 для всего рассмотренного диапазона частот вращения $n \in [200, 2500]$ [об/мин]. Функция $(r/R)^\alpha$ при $\alpha = 1.3$ на отрезке $r \in [0.75, 4]$ [см] близка к линейной. То есть эфир вращается почти так же, как диск. Нелинейность при малых r можно объяснить меньшей линейной скоростью вращения диска вблизи оси, при которой круговому движению структурных элементов материала диска становится сложнее вращать эфир со скоростью \mathbf{V} .

Униполярный генератор при $\alpha \neq -1$ создаёт вихрь в эфире, так как $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$, если $\alpha \neq -1$. Величина магнитного поля, соответствующая этому вихрю, вычисляется по формуле (20)

$$\mathbf{B}_V = c\nabla \times (\rho\mathbf{V}) = c\nabla \times \left(\rho R \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r \right). \quad (288)$$

Вектор \mathbf{B}_V направлен вдоль оси вращения в случае плотности эфира ρ , не зависящей от координаты вдоль этой оси. Для $\rho \sim \rho_0$,

где ρ_0 – плотность невозмущённого эфира (221), при частоте $n = 2500$ [об/мин] в рассматриваемом униполярном генераторе $|\mathbf{B}_V| \sim 4 \cdot 10^{-4}$ [Т] (см. также п. 23.6.6), что много меньше величины поля магнитов.

Измеренная плотность радиального электрического тока j_r позволяет найти по формуле (127) скорость эфира в радиальном направлении u_r .

$$u_r = \frac{j_r}{k_{m,0}}.$$

При частоте $n = 2500$ [об/мин] получаем $u_r \approx \pm 3$ [м/с]. Радиальная скорость сопоставима с линейной скоростью вращения края диска $\approx \pm 10$ [м/с] при той же частоте n , но при уменьшении сопротивления цепи (амперметра) радиальная скорость может значительно превышать линейную.

Интересные эксперименты на большом униполярном генераторе с электромагнитом представлены на видео [158]. В этих экспериментах при частоте вращения 6000 [об/мин] создавался значительный ток 5000 [А] при напряжении 1 [В]. Отключение и включение электромагнита приводило к изменению вырабатываемого тока с нуля до 5000 [А], но практически не влияло на мощность потребления электроэнергии мотором, вращающим генератор. Выглядело так, что после повторного включения магнитного поля из ниоткуда возникала мощность 5000 [Вт]. Такой результат объясняется созданием униполярным генератором устойчивого вихря в эфире, который вследствие закона сохранения вихревого импульса (момента магнитного поля), см. п. 10, стремится сохраниться при выключении магнитного поля. В результате при повторном включении магнитного поля требуется значительно меньше энергии от привода для поддержания эфирного вихря, создающего при взаимодействии с вихрем магнитного поля ток 5000 [А].

Сохранением вихревого импульса можно объяснить и эксперимент Аспдена [159; 125, с. 69]. В этом эксперименте анализировалась энергия электромотора, затрачиваемая на приведение во вращение массивного магнита. Утверждается, что энергия, необходимая для раскрутки магнита, оказывается в 20 раз больше энергии раскрутки немагнитного материала той же массы и формы, а после остановки и перезапуска системы, не позднее чем через минуту, требуется для раскрутки магнита в 10 раз меньше энергии. К сожалению, авторам не удалось найти подробное описание экспериментов Аспдена, позволяющее их воспроизвести. Тем не менее в п. 23.6.4 экспериментально продемонстрирована возможность создания фантома в эфире.

23.4. Импульс электромагнитных волн. О двигателе EmDrive

Наблюдаемый в экспериментах корпускулярно-волновой дуализм электромагнитной волны имеет простую эфирную интерпретацию. В эфирном представлении электромагнитной волны корпускулярное воздействие относится к проявлению продольной компоненты скорости волны (см., например, компоненты $u_{z,0}\mathbf{i}_z$ и $c\mathbf{i}_z$ формулах (80), (214)), а волновые эффекты – к проявлению поперечной компоненты скорости.

Эксперимент Подклетнова по противодействию гравитации объясняется передачей импульса эфира объекту, см. п. 23.10.1.

В физике перечисленные эффекты не находят ясного объяснения.

Для полноценного восприятия импульса квазипостоянного потока эфира $\rho\mathbf{u} \approx const$ необходим материал, плохо пропускающий через себя эфир (см. в этой связи п. 23.10.2, 23.10.3), или, согласно уравнению движения (23), заслон в виде сильного градиента давления эфира.

Поэтому с эфирных позиций вполне естественными выглядят попытки разработки двигателей на основе передачи объекту импульса электромагнитной волны.

К таким попыткам относится широко анонсируемый проект EmDrive [ru.wikipedia.org/wiki/EmDrive]. Сведения о силе тяги EmDrive противоречивы: в одних экспериментах, в том числе NASA, утверждается, что она есть, в других – что отсутствует [hi-news.ru/technology/nevozmozhnyj-dvigatel-okazalsya-dejstvitelno-nevozmozhnym.html].

Физика, выбросившая из арсенала своих понятий концепцию среды (эфира), отрицает возможность создания EmDrive ссылкой на нарушение закона сохранения импульса [ru.wikipedia.org/wiki/EmDrive]. В эфирном понимании, наоборот, EmDrive возможен именно в соответствии с законом сохранения импульса.

Отсутствие в EmDrive испускаемого излучения, а также использование резонаторной камеры и сверхпроводящих пластин [hi-tech.mail.ru/news/emdrive] подтверждают эфирный принцип его работы: квазипостоянный поток эфира трудно зарегистрировать, а сверхпроводник затрудняет движение такого потока (п. 23.10.2).

Обмен импульсом между потоком эфира и веществом, а также сформулированные в данном разделе общие условия эффективности этого обмена должны позволить целенаправленно усовершенствовать конструкцию EmDrive для получения значительной тяги. Например, усиление преграды потоку эфира можно пытаться добиться вращением сверхпроводника (п. 23.6).

23.5. Теплопроводность металлов

В физике считается, что переносчиком тепла в металлах является беспорядочное движение свободных электронов, а роль

ионов в этом процессе пренебрежимо мала [28, с. 185]. Беспорядочная скорость электронов в металле v_g оценивается по формуле (231) для $v_{ср}$, см. [28, с. 183].

Однако в п. 21.6 показано, что теплопроводность металлов, как и других веществ, может быть объяснена без введения гипотезы о наличии свободных электронов. Кроме того, закон Видемана – Франца, согласно п. 21.11, не требует в металле наличия свободных электронов, а также выполнен в эфире без вещества.

Эффект теплопроводности в металле с эфирных позиций объясняется течением ньютониев в виде тепловых квантов (п. 21.6) и их взаимодействием со структурными элементами кристаллической решётки металла.

Ниже проведено сравнение следствий эфирной модели теплопроводности с экспериментальными данными. Количественное соответствие теории и эксперимента подтверждает адекватность эфирной модели теплопроводности металлов.

В данном разделе решены простейшие задачи теплопроводности в металле с учётом эфирных процессов, демонстрирующие методику применения теории эфира для изучения этого явления.

23.5.1. Теплопроводность в поле силы тяготения

Важный для понимания фундаментальных процессов в природе и в то же время относительно простой эксперимент провёл А.Р. Лепёшкин, см. его доклад от 02.22.2017 на сайте [шаровая-молния.орг]. Изучалась теплопроводность (точнее, температуропроводность) частей хромированной проволоки из никелевого сплава – материала, аналогичного используемому в лопатке авиационной турбины. Отрезок проволоки длиной $2l = 20$ [см] размещался внутри трубки с хорошим вакуумом. В середине проволоки располагался микронагреватель, см. рис. 11. За время эксперимента температура микронагревателя менялась от 20° до 70° [С]. На концах проволоки 1 и 2 устанавливались термодатчики.

В вертикальном положении проволоки температура $\sim 30^\circ$ [C] установилась на нижней термопаре через $t_1 \approx 52$ [с], на верхней – через $t_2 \approx 48$ [с], то есть разница составила $\Delta t \equiv t_1 - t_2 \approx 4$ [с], а отношение $t_2/t_1 \approx 0.92$. Поворот проволоки на 180° не изменил результата. В горизонтальном положении проволоки (рис. 11, справа) времена установления тепла на термопарах оказались равными $t_1 = t_2 \approx 50$ [с].

При длине проволоки $2l = 100$ [см] разница Δt в вертикальном положении значительно уменьшилась.

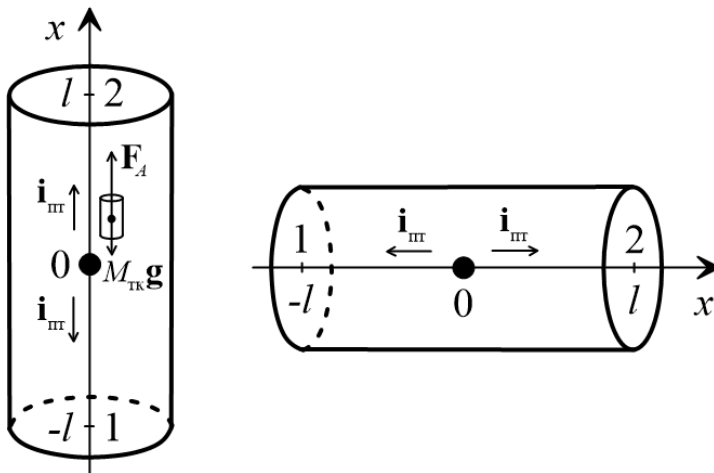


Рис. 11. Схема эксперимента с проволокой в вертикальном и горизонтальном положениях. Микронагреватель находится в точке 0.

Теория свободных электронов в металле не объясняет эффекта различий времён установления тепла в точках 1 и 2. Внешнее электрическое поле, в том числе отрицательное электрическое поле Земли, внутри металлической трубки, где расположен проводник, отсутствует в квазиравновесном состоянии (п.

18.13), поэтому не влияет на движение электронов внутри проводника. Сила тяжести должна смещать свободные электроны вниз. Тогда, если пренебречь силой Архимеда в электронном газе и кулоновским взаимодействием свободных электронов с положительно заряженными ядрами атомов решётки (ионами), то быстрее должен был бы нагреваться нижний конец проволоки, а не верхний. Однако учёт кулоновского взаимодействия приводит к выводу о том, что в достаточно широком диапазоне значений внешней силы (в том числе и силы Архимеда) свободные электроны могут смещаться относительно положительно заряженных ядер лишь на очень малые расстояния, сравнимые с межатомными, см. п. 23.2.1. Поэтому, согласно электронной теории теплопроводности, время установления тепла, переносимого хаотическим движением свободных электронов в нижний и верхний концы проволоки, должно быть одинаковым, несмотря на присутствие силы тяжести и силы Архимеда.

В п. 21.6 рассмотрена простейшая модель передачи тепла в веществе с кристаллической решёткой. Сформулировано понятие теплового кванта – течения эфира в малой области с определённым направлением скорости, генерируемого тепловыми колебаниями структурного элемента (узла) кристаллической решётки. Введена скорость движения теплового кванта в направлении распространения тепла $\mathbf{i}_{пт}$ (254):

$$\bar{\mathbf{u}}_{пт,тк} = \bar{u}_{х,тк} \mathbf{i}_{пт} + (\mathbf{u}_{0,тк} \cdot \mathbf{i}_{пт}) \cdot \mathbf{i}_{пт},$$

где $\bar{u}_{х,тк} = \sqrt{3kT/m_{se}}$ – средняя скорость хаотического теплового движения тепловых квантов, $\mathbf{u}_{0,тк}$ – средняя скорость их направленного движения, m_{se} – масса узла кристаллической решётки, T – температура материала.

Коэффициент теплопроводности $\chi_{тк}$ (254) твёрдого вещества пропорционален квадрату скорости $\bar{\mathbf{u}}_{пт,тк}$:

$$\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт,тк}}^2 = \bar{u}_{\text{х,тк}}^2 + 2\bar{u}_{\text{х,тк}}(\mathbf{u}_{0,\text{тк}} \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}}) + (\mathbf{u}_{0,\text{тк}} \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}})^2. \quad (289)$$

Поэтому средняя скорость $\mathbf{u}_{0,\text{тк}}$ в направлении потока тепла $\mathbf{i}_{\text{пт}}$ увеличивает коэффициент теплопроводности, а против потока тепла – уменьшает.

В условиях эксперимента вектор $\mathbf{i}_{\text{пт}}$ направлен вверх в верхней части стержня и вниз – в нижней, см. рис. 11. Из дальнейшего будет ясно, что во всей проволоке средняя скорость направленного движения $\mathbf{u}_{0,\text{тк}}$ тепловых квантов направлена вверх. Поэтому в нижней части $\mathbf{u}_{0,\text{тк}} \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}} = -u_{0,\text{тк}}$,

$$\bar{u}_{\text{пт,тк,1}} = (\bar{u}_{\text{х,тк}}^2 - 2\bar{u}_{\text{х,тк}}u_{0,\text{тк}} + u_{0,\text{тк}}^2)^{1/2}, \quad (290)$$

а в верхней части $\mathbf{u}_{0,\text{тк}} \cdot \mathbf{i}_{\text{пт}} = u_{0,\text{тк}}$,

$$\bar{u}_{\text{пт,тк,2}} = (\bar{u}_{\text{х,тк}}^2 + 2\bar{u}_{\text{х,тк}}u_{0,\text{тк}} + u_{0,\text{тк}}^2)^{1/2}. \quad (291)$$

Здесь $\bar{u}_{\text{пт,тк}} \equiv |\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт,тк}}|$, $u_{0,\text{тк}} \equiv |\mathbf{u}_{0,\text{тк}}|$.

Поскольку поведение температуры во времени обычно имеет экспоненциальную зависимость от коэффициента теплопроводности $\chi_{\text{тк}}$ [62, с. 192, 233], то даже относительно малые изменения $\chi_{\text{тк}}$ могут сказаться на времени появления тепла в точке.

Расчёт теплопередачи в изучаемом эксперименте сводится к решению стандартной задачи о нахождении температуры стержня $T(t, x)$ на отрезке $0 \leq x \leq l$ с теплоизолированной боковой поверхностью при постоянной начальной температуре $T(0, x) = 0^\circ$ [C], на одном конце $x = 0$ которого поддерживается заданная фиксированная температура T_0 [C], а конец $x = l$ теплоизолирован.

В уравнение теплопроводности входит коэффициент температуропроводности [62, с. 192]

$$a^2 = \frac{\chi_{\text{ТК}}}{c_{v,\text{ТК}}\rho_{m,*,\text{ТК}}}.$$

В соответствии с (254),

$$a^2 = \frac{\frac{1}{3}\rho_{m,*,\text{ТК}}\bar{u}_{\text{ПТ,ТК}}c_{v,\text{ТК}}\bar{\lambda}_{\text{ТК}}}{c_{v,\text{ТК}}\rho_{m,*,\text{ТК}}} = \frac{1}{3}\bar{u}_{\text{ПТ,ТК}}\bar{\lambda}_{\text{ТК}} = \frac{1}{3}\bar{u}_{\text{ПТ,ТК}}^2 dt. \quad (292)$$

Если в некотором диапазоне температур a^2 близок к константе, то задача является линейной. Решение линейной задачи получено, например, в [129, пример № 27, с. 48, 290]:

$$T(t, x) = T_0 \left(1 - \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} e^{-\left(\frac{(2k+1)\pi a}{2l}\right)^2 t} \sin \frac{(2k+1)\pi x}{2l} \right).$$

Также там установлен момент времени t^* , с которого наступает так называемый регулярный режим [129, пример № 22, с. 47]: отношение суммы всех членов ряда, начиная со второго, к первому члену будет заведомо меньше наперед заданного числа $\varepsilon > 0$, то есть меньше заданной относительной погрешности ε . Для t^* получена формула

$$t \geq t^* = -\left(\frac{l}{\sqrt{2\pi a}}\right)^2 \ln(3\varepsilon). \quad (293)$$

То есть при $t \geq t^*$ температуру можно приблизить первым членом ряда с относительной погрешностью ε :

$$T(t, x) \approx T_0 \left(1 - \frac{4}{\pi} e^{-\left(\frac{\pi a}{2l}\right)^2 t} \sin \frac{\pi x}{2l} \right). \quad (294)$$

Времена t_1 и t_2 регистрации одной и той же температуры T_l в точках 1 и 2, рис. 11, определяются коэффициентами температуропроводности a_1^2 и a_2^2 нижнего и верхнего участков проволоки

$$T_l \approx T_0 \left(1 - \frac{4}{\pi} e^{-\left(\frac{\pi a_k}{2l}\right)^2 t_k} \right), \quad k = 1, 2. \quad (295)$$

Из условия $T_1 = T_2$ находим

$$a_1^2 t_1 \approx a_2^2 t_2 \quad \text{или} \quad \frac{t_2}{t_1} \approx \frac{a_1^2}{a_2^2}.$$

По формуле (292) получаем на одном и том же промежутке времени свободного пробега dt

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{\bar{u}_{\text{ПТ,ТК,1}}^2}{\bar{u}_{\text{ПТ,ТК,2}}^2}. \quad (296)$$

Тогда, согласно (290), (291),

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}^2 - 2\bar{u}_{\text{Х,ТК}}u_{0,\text{ТК}} + u_{0,\text{ТК}}^2}{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}^2 + 2\bar{u}_{\text{Х,ТК}}u_{0,\text{ТК}} + u_{0,\text{ТК}}^2} = \frac{1 - 2\frac{u_{0,\text{ТК}}}{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}} + \frac{u_{0,\text{ТК}}^2}{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}^2}}{1 + 2\frac{u_{0,\text{ТК}}}{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}} + \frac{u_{0,\text{ТК}}^2}{\bar{u}_{\text{Х,ТК}}^2}}. \quad (297)$$

Рассмотрим простейшую модель для скорости $\mathbf{u}_{0,\text{ТК}}$, возникающей в данном эксперименте дополнительно к средней скорости теплового хаотического движения $\bar{\mathbf{u}}_{\text{Х,ТК}}$.

Микроисточник тепла генерирует тепловые кванты, скорость движения которых

$$\tilde{u}_{x,TK} = \sqrt{\frac{3k(T + \Delta T)}{m_{se}}}$$

выше скорости движения (254)

$$\bar{u}_{x,TK} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{se}}}$$

тепловых квантов, генерируемых ещё не нагретыми узлами кристаллической решётки. Тепловые кванты, имеющие скорость $\tilde{u}_{x,TK}$, сталкиваясь с узлами решётки, передают им импульс. Возбуждённые таким образом узлы сами начинают генерировать тепловые кванты с увеличенной тепловой скоростью.

Оценим с помощью уравнения состояния (15) отношение плотностей эфира в тепловых квантах, имеющих различную скорость теплового движения. Возьмём от (15) среднее по пространству скоростей, предполагая максвелловское распределение ньютониев в тепловом кванте (232), (233). Получим для средних величин в тепловых квантах, движущихся с разными скоростями,

$$p_* = \bar{p} + \bar{\rho}_m \bar{u}^2 + \bar{P}, \quad p_* = \tilde{p} + \tilde{\rho}_m \tilde{u}^2 + \bar{P},$$

где \bar{p} , \tilde{p} и $\bar{\rho}_m$, $\tilde{\rho}_m$ – средние давления и плотности, \bar{u}^2 и \tilde{u}^2 – средние квадратичные скорости ньютониев (240).

Изменение объёма теплового кванта в квазиравновесном состоянии не происходит, поэтому давление внутри него должно равняться давлению окружающего эфира $\bar{p} = \tilde{p} = p$.

Вычитая первое усреднённое уравнение состояния из второго, получаем

$$\tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{u}}^2 - \bar{\rho}_m \bar{\mathbf{u}}^2 = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} = \frac{\bar{\mathbf{u}}^2}{\tilde{\mathbf{u}}^2}.$$

Ньютонии движутся вместе с тепловым квантом, поэтому средняя квадратичная скорость движения ньютоний в тепловом кванте равна средней квадратичной скорости движения теплового кванта $\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт,тк}}^2$ (254). Тогда (см. (240), (289))

$$\frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \approx \frac{\bar{\mathbf{u}}_{\text{пт,тк}}^2(T)}{\tilde{\mathbf{u}}_{\text{пт,тк}}^2(T + \Delta T)} = \frac{(\bar{u}_{\text{х,тк}}^2 \pm 2\bar{u}_{\text{х,тк}}u_{0,\text{тк}} + u_{0,\text{тк}}^2)_{T=T}}{(\bar{u}_{\text{х,тк}}^2 \pm 2\bar{u}_{\text{х,тк}}u_{0,\text{тк}} + u_{0,\text{тк}}^2)_{T=T+\Delta T}}.$$

В случае малой средней скорости направленного движения ньютоний $u_{0,\text{тк}}$ по сравнению со средней скоростью теплового хаотического движения $\bar{u}_{\text{х,тк}}$ имеем

$$\frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \approx \frac{\bar{u}_{\text{х,тк}}^2(T)}{\tilde{u}_{\text{х,тк}}^2(T + \Delta T)} = \frac{T}{T + \Delta T}, \quad \text{при} \quad u_{0,\text{тк}} \ll \bar{u}_{\text{х,тк}}. \quad (298)$$

Такое же отношение получается и из уравнения Клапейрона – Менделеева (237), которое сразу оперирует со средними величинами.

Из формулы (298) видно, что при $\Delta T > 0$ плотность эфира в тепловом кванте уменьшается. Действующая на тепловой квант сила Архимеда оказывается больше приложенной к нему силы тяжести. Происходит всплытие подогретого теплового кванта, аналогичное подъёму тёплого воздуха от источника тепла.

Учтём в простейшей модели всплытия теплового кванта только действующие на него силу Архимеда $\mathbf{F}_A = \bar{\rho}_{m,\text{тк}} \mathbf{g} V_{\text{тк}}$ (см.,

например: [26, с. 477]), силу тяжести $M_{\text{тк}}\mathbf{g}$, где \mathbf{g} – ускорение свободного падения, и силу сопротивления со стороны кристаллической решётки. Возникновением движения присоединённой массы эфира, увлекаемой тепловым квантом, пренебрежём, учитывая крайне малую вязкость и самодиффузию эфира (п. 21.7, 21.8). Также пренебрежём центробежным ускорением (силой Кориолиса), считая, что из-за малой угловой скорости вращения Земли движение всей экспериментальной установки за время наблюдения близко к равномерному прямолинейному.

Кроме того, не будем рассматривать детали процесса исчезновения тепловых квантов при передаче ими своей кинетической энергии узлам кристаллической решётки и последующей регенерации тепловых квантов узлами решётки. Учтём лишь, что после передачи импульса тепловым квантом узлу решётки направленная скорость $u_{0,\text{тк}}$ воспроизводится этим узлом в генерируемом им новом тепловом кванте. В простейшей модели такой процесс представим как всплытие теплового кванта на большей длине по сравнению с его средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}_{\text{тк}}$.

Для описания сопротивления движению, как и в п. 21.9, воспользуемся моделью перепада давлений (259). Определим линейную плотность коэффициента сопротивления, оказываемого кристаллической решёткой движению теплового кванта, по аналогии с её сопротивлением течению ньютониев γ (257):

$$\gamma_{\text{тк}} \equiv \frac{\alpha_{\text{тк}}}{1 - \alpha_{\text{тк}}} \frac{1}{L}, \quad (299)$$

где L – длина рассматриваемого участка течения тепловых квантов, $\alpha_{\text{тк}}$ – отношение средней на длине L площади препятствий в поперечном к направлению течения сечении, не протекаемых для тепловых квантов, к площади сечения всего потока, $\alpha_{\text{тк}} \in$

[0,1). По аналогии с γ назовём $\gamma_{\text{ТК}}$ удельным геометрическим сопротивлением решётки потоку тепловых квантов.

В общем случае $\gamma_{\text{ТК}}$ зависит от температуры, так как доля препятствий $\alpha_{\text{ТК}}$ растёт с увеличением амплитуды тепловых колебаний узлов кристаллической решётки.

Итак, проекция на ось x второго закона Ньютона для движения нагретого теплового кванта в окружении эфира, имеющего плотность $\bar{\rho}_m$, под действием рассматриваемых сил имеет вид

$$\tilde{\rho}_m V_{\text{ТК}} \frac{du_{0,\text{ТК}}}{dt} = \bar{\rho}_m V_{\text{ТК}} g - \tilde{\rho}_m V_{\text{ТК}} g - \bar{\rho}_m V_{\text{ТК}} \gamma_{\text{ТК}} u_{0,\text{ТК}}^2,$$

где $\tilde{\rho}_m V_{\text{ТК}}$ – вес теплового кванта, $\bar{\rho}_m V_{\text{ТК}}$ – вес вытесненного эфира. На единицу объёма теплового кванта получаем

$$\tilde{\rho}_m \frac{du_{0,\text{ТК}}}{dt} = (\bar{\rho}_m - \tilde{\rho}_m) g - \bar{\rho}_m \gamma_{\text{ТК}} u_{0,\text{ТК}}^2,$$

$$\frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \frac{du_{0,\text{ТК}}}{dt} = \left(1 - \frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m}\right) g - \gamma_{\text{ТК}} u_{0,\text{ТК}}^2.$$

С учётом (298)

$$\frac{T}{T + \Delta T} \frac{du_{0,\text{ТК}}}{t} = \frac{\Delta T}{T + \Delta T} g - \gamma_{\text{ТК}} u_{0,\text{ТК}}^2.$$

Для установившейся скорости всплытия теплового кванта $du_{0,\text{ТК}}/dt = 0$ имеем

$$0 = \frac{\Delta T}{T + \Delta T} g - \gamma_{\text{ТК}} u_{0,\text{ТК}}^2,$$

$$u_{0,\text{TK}} \approx \sqrt{\frac{\Delta T}{T + \Delta T} \frac{g}{\gamma_{\text{TK}}}}$$

В оценке (298) уже использовано $u_{0,\text{TK}} \ll \bar{u}_{x,\text{TK}}$. В этом случае формула (297) упрощается

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{1 - 2 \frac{u_{0,\text{TK}}}{\bar{u}_{x,\text{TK}}}}{1 + 2 \frac{u_{0,\text{TK}}}{\bar{u}_{x,\text{TK}}}}$$

Итак, при $u_{0,\text{TK}} \ll \bar{u}_{x,\text{TK}}$ для отношения времён в рамках решения линейных задач о распространении тепла на нижнем и верхнем участках стержня, различающихся лишь величиной коэффициента теплопроводности, получаем

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{1 - 2 \frac{u_{0,\text{TK}}}{\bar{u}_{x,\text{TK}}}}{1 + 2 \frac{u_{0,\text{TK}}}{\bar{u}_{x,\text{TK}}}}, \quad \bar{u}_{x,\text{TK}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{se}}}}, \quad u_{0,\text{TK}} \approx \sqrt{\frac{\Delta T}{T + \Delta T} \frac{g}{\gamma_{\text{TK}}}}. \quad (300)$$

В отличие от ньютониев размер тепловых квантов сопоставим с размером атомов, поэтому α_{TK} и γ_{TK} можно оценить из геометрических соображений.

На рис. 12 показано сечение кубической кристаллической решётки в плоскости грани. Сплошной линией выделен регулярный (повторяющийся) фрагмент сечения решётки. Чёрным цветом отмечены части ядер атомов, создающих на этом фрагменте препятствия движению тепловых квантов. Видно, что отношение площади препятствий к площади регулярного фрагмента есть $\pi r_i^2 / r_M^2$, где r_i – радиус ядра атома решётки, r_M – межатомное расстояние.

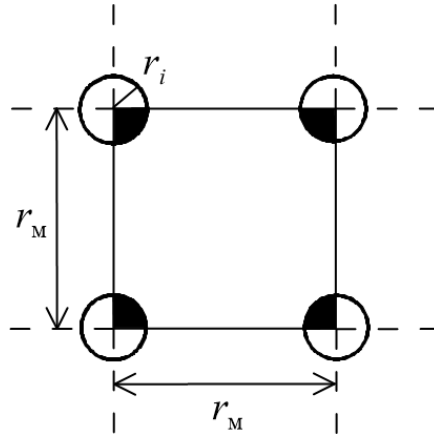


Рис. 12. Сечение кубической кристаллической решётки в плоскости грани. Сплошные линии – её регулярный фрагмент. Чёрным цветом закрашены участки, препятствующие движению тепловых квантов.

Тепловой квант, представляющий собой течение эфира, может обтекать препятствие, то есть доля не протекаемой для него площади может быть меньше доли геометрической площади препятствий. Учтём этот эффект в модели сопротивления, уменьшив радиус непротекаемой части атома r_i в ~ 4.5 :

$$\alpha_{\text{тк},0} \sim \frac{1}{20} \frac{\pi r_i^2}{r_M^2}. \quad (301)$$

Как отмечено выше, уравнение направленного движения теплового кванта рассматривается в данной модели на большей длине по сравнению со средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}_{\text{тк}}$. Поэтому здесь нас интересует сопротивление решётки $\alpha_{\text{тк}}$ направленному движению теплового кванта на больших, чем $\bar{\lambda}_{\text{тк}}$,

расстояниях. Для хорошо проводящих тепло материалов можно принять, что доля непротекаемой площади сохраняется $\alpha_{\text{ТК}} = \alpha_{\text{ТК},0}$ на некотором малом отрезке длины $l_1 > \bar{\lambda}_{\text{ТК}}$. Далее доля $\alpha_{\text{ТК}}$ должна расти из-за увеличения площади препятствий. На некоторой длине l_2 свойство направленного движения тепловых квантов полностью теряется из-за ослабления регенерации (рассеяния) направленной скорости течения теплового кванта, а также их выхода из проволоки через боковую поверхность (излучения). Это соответствует достижению значения $\alpha_{\text{ТК}} = 1$.

Представим описанную модель поведения $\alpha_{\text{ТК}}$ в виде кусочно-линейной функции

$$\alpha_{\text{ТК}}(y) \approx \begin{cases} \alpha_{\text{ТК},0}, & 0 \leq y \leq l_1 \\ 1 + (1 - \alpha_{\text{ТК},0}) \frac{l - l_2}{l_2 - l_1}, & l_1 < y \leq l_2 \end{cases}, \quad (302)$$

где y – координата вдоль направления движения теплового кванта.

В формулу (299) для $\gamma_{\text{ТК}}(y)$ входит параметр L – длина участка течения тепловых квантов, на которой средняя доля площади препятствий составляет $\alpha_{\text{ТК}}$. Точное значение L можно рассчитать, лишь зная детали законов образования тепловых квантов и их взаимодействия с узлами решётки. Такая задача пока не решена. Поэтому сейчас можно говорить лишь о разумном выборе величины L . В рассматриваемой модели $\alpha_{\text{ТК}}$ естественно положить L равной длине l_1 , на которой значение $\alpha_{\text{ТК}}$ сохраняется $\alpha_{\text{ТК}} = \alpha_{\text{ТК},0}$. Неопределённость выбора L в некоторой степени компенсируется относительно слабой зависимостью t_2/t_1 (300) от L – как корень квадратный.

Для никеля имеем: радиус иона и межатомное расстояние равны $r_{\text{Ni}} = 0.69 \cdot 10^{-8}$ [см] и $r_{\text{M,Ni}} = 3.525 \cdot 10^{-8}$ [см], см., например, обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Никель], отсюда $\alpha_{\text{ТК},0} \approx 0.0060$.

Длину l_1 , на которой доля непротекаемой площади сохраняется $\alpha_{\text{тк}} = \alpha_{\text{тк},0}$, можно установить экспериментально. Например, постепенно увеличивая длину проволоки, найти такую её длину l , при которой скорость роста отношения t_2/t_1 начинает снижаться, и взять $l_1 = l$.

Из экспериментов с проволоками различной длины заключаем: $l_1 \sim 10$ [см], $l_2 \sim 50$ [см]. Поэтому $\gamma_{\text{тк}} \approx 6.0 \cdot 10^{-4}$ [1/см].

В условиях эксперимента $y = l = 10$ [см], $T = 300^\circ$ [К] формула (294) имеет относительную погрешность не более $\varepsilon = 0.1$, начиная с момента времени $t \geq t^* \approx 8$ [с] (293).

Для средней скорости хаотического движения тепловых квантов, средней скорости всплытия теплового кванта и отношения времени установления тепла в верхней точке ко времени установления в нижней точке (300) при ΔT в диапазоне $20 - 70^\circ$ [К] получаем

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\text{х,тк}} &= \sqrt{3kT/m_{\text{se}}} \approx 3.57 \cdot 10^4 \text{ [см/с]}, \\ u_{0,\text{тк}} &\approx \sqrt{\Delta T g / (T \gamma_{\text{тк}})} \approx 3.18 \cdot 10^2 - 5.53 \cdot 10^2 \text{ [см/с]}, \\ t_2/t_1 &\sim 0.96 - 0.94. \end{aligned}$$

Из формулы (295) можно найти время прихода t_k заданной температуры T_l [С] на конец стержня в линейной задаче. При $T_0 = \Delta T = 60^\circ$ [С], $a_k^2 = \bar{u}_{\text{пт,тк},k} \bar{\lambda}_{\text{тк}}/3$ (292), $\bar{u}_{\text{пт,тк},k}$ (290), (291) и $\bar{\lambda}_{\text{тк}} \sim 0.64 \cdot 10^{-4}$ [см] температура $T_l = \Delta T/2$ появляется через

$$\begin{aligned} t_k &= - \left(\frac{2l}{\pi a_k} \right)^2 \ln \left(\frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{T_l}{T_0} \right) \right), \quad k = 1, 2, \\ t_1 &\sim 51 \text{ [с]}, \quad t_2 \sim 49 \text{ [с]}. \end{aligned}$$

Здесь значение $\bar{\lambda}_{\text{тк}}$ выбрано так, чтобы теплопроводность хромированной проволоки из сплава никеля была высокой, почти как у меди, см. с. 337, так как провод из двух металлов может

обладать повышенной теплопроводностью и электропроводностью из-за образования между металлами трубки-прослойки с практически идеальными поверхностями. Такой эффект имеет место, например, в медно-никелевом проводе, используемом в промышленности.

В рамках погрешности линейной модели найденные теоретически значения t_2/t_1 , t_1 , t_2 соответствуют данным эксперимента. В методологии математического моделирования это подтверждает правильность эфирной модели распространения тепла в проводнике.

Подчеркнём, что представленная в данном пункте методика позволяет по измеренному отношению времён t_2/t_1 (300) изучать геометрию γ_{TK} и α_{TK} , определяющую сопротивление внутренней структуры веществ направленному движению тепловых квантов эфира.

Проверку роли электронов в переносе тепла от источника можно провести в следующей модификации рассмотренного эксперимента. На верхнем конце проволоки расположим контакт для снятия избыточных, по сравнению с нижним концом проволоки, электронов. Будем периодически замыкать этот контакт. Если более быстрый приход тепла в верхнюю точку обеспечивается увеличением там концентрации свободных электронов, то со временем, при электрически изолированном микроисточнике, на проволоке должен остаться положительный заряд, а на съёмнике – отрицательный.

С эфирных позиций замыкание контакта обеспечивает передачу давления эфира между проводниками. При большей температуре верхнего конца движение ньютониев в нём усиливается, а значит, согласно уравнению состояния (15), должно падать давление. Такая ситуация соответствует возникновению положительного заряда (п. 18.13), то есть в эфирном понимании с верхнего конца должен сниматься положительный заряд, а не отрицательный.

Проанализированный в данном пункте эксперимент А.Р. Лепёшкина фактически является модификацией эксперимента, предложенного К.Э. Циолковским по изучению теплопроводности вертикального столба твёрдого тела в поле силы тяжести [161]. Результат оказался противоположным ожидаемому К.Э. Циолковским – тепло идёт в первую очередь вверх. В эфирной интерпретации это объясняется учётом действия силы Архимеда.

Рассмотрим движение тепловых квантов в вертикально расположенной проволоке в отсутствие подогрева. Течение эфира в тепловом кванте имеет повышенную скорость u , так как он создаётся в результате «толчка» эфира узлом кристаллической решётки. Если в равновесии давление эфира в тепловом кванте не сильно отличается от давления окружающего его эфира p , то, согласно уравнению состояния (15), плотность эфира в тепловом кванте ρ_m должна быть меньше плотности окружающего эфира. Тогда под действием силы Архимеда произойдёт всплытие теплового кванта и образование разности давлений на концах проволоки, то есть разности потенциалов (75). Было бы интересно измерить эту разность в эксперименте, как это предлагал К.Э. Циолковский [161], и посмотреть, насколько долго она может сохраняться. Подчеркнём, что, согласно результатам экспериментов А.Р. Лепёшкина, следует начать опыты с короткой проволоки.

23.5.2. Теплопроводность во вращающемся диске

Проанализируем результаты эксперимента А.Р. Лепёшкина по изучению теплопроводности во вращающемся диске, см. его доклад от 02.22.2017 на сайте [шаровая-молния.орг], слайд 19. Идея данной модификации эксперимента предложена Ф.С. Зайцевым.

Диск из нержавеющей стали радиусом 12.5 [см] и толщиной 0.5 [см] раскручивался в вакууме до высокой угловой скорости.

В точке 0 на радиусе $r_0 = 7.5$ [см] в отверстии на диске располагался микронагреватель, см. рис. 13. В точках 1, ..., 4 на поверхности диска устанавливались термопары на одинаковом расстоянии $l = 2$ [см] от точки 0. Провода от термопар, завёрнутые в фольгу, шли в отверстие вала диска. Термопары и фольга приваривались точечной сваркой, чтобы избежать отрыва при быстром вращении. Подготовка оборудования для эксперимента заняла не один месяц.

По показаниям дополнительных термопар было видно, что диск не нагревался за счёт вращения на временах до 10 – 20 [мин].

В установившемся режиме на различных частотах вращения, до 8000 [об/мин], в течение ~ 1 [мин] измерялось время t_k передачи тепла (температуры) в точки $k = 1, \dots, 4$. Вычислялось отношение времени передачи тепла в невращающемся диске $t_0 \approx 25$ [с] ко времени t_k . На частоте 6000 [об/мин] отношения составили: $t_0/t_1 = 2.4$, $t_0/t_2 = 1.8$, $t_0/t_3 = 1.4$, $t_0/t_4 = 0.8$.

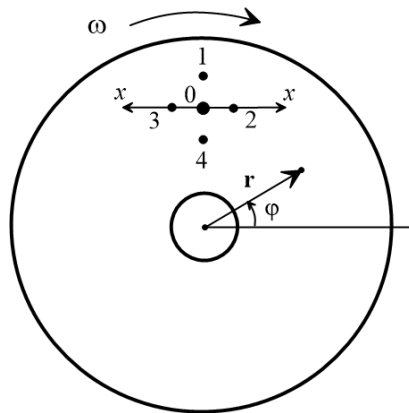


Рис. 13. Схема эксперимента по изучению теплопроводности во вращающемся диске.

Как и в п. 23.5.1 проведём эфирный анализ данного эксперимента на основе учёта в коэффициенте теплопроводности средней скорости движения теплового кванта $\mathbf{u}_{0, \text{ТК}}$ (254). В общем случае необходимо решать двумерное нелинейное уравнение теплопроводности с неизотропным по радиусу диска коэффициентом температуропроводности. Однако простейшие оценки могут быть получены с помощью рассмотрения одномерных уравнений теплопроводности отдельно в радиальном и азимутальном направлениях.

Для анализа радиального движения перейдём в полярную систему координат (r, φ) с началом в центре диска, вращающуюся вместе с диском. На покоящийся в такой системе объект массой $\bar{\rho}_m V_{\text{ТК}}$ действует центростремительная $\mathbf{F}_{\text{цс}}$ и центробежная $\mathbf{F}_{\text{цб}}$ силы, которые в сумме дают ноль, см., например: [26, п. 64],

$$\mathbf{F}_{\text{цб}} = \bar{\rho}_m V_{\text{ТК}} \omega^2 r \mathbf{i}_r,$$

где ω – угловая скорость вращения диска, \mathbf{i}_r – единичный вектор в направлении радиуса.

Тепловой квант не имеет жёсткой связи с кристаллической решёткой диска и может смещаться под действием различных сил. Составим уравнение направленного движения теплового кванта в радиальном направлении относительно вращающейся системы отсчёта.

В рассматриваемом эксперименте центробежное ускорение $\omega^2 r \mathbf{i}_r$ из-за большой угловой скорости вращения ω значительно превосходит ускорение, вызванное силой тяжести и обобщённой силой Жуковского, возникающей при вращении проводника в магнитном поле Земли. Поэтому не будем учитывать эти силы.

В неоднородном силовом поле действует аналог закона Архимеда (см., например: [9, п. 26, 27; 15, гл. VIII, п. 1; ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Архимеда]). Вычислим направленную внутрь

теплового кванта силу Архимеда, вызванную давлением $p_A = \bar{\rho}_m(\omega^2 r)r/2$ [9, п. 26, 27; 15, гл. VIII] в поле центробежной силы:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_A &= - \int_{S_{\text{ТК}}} p_A d\mathbf{S} = -\frac{1}{2} \int_{S_{\text{ТК}}} \bar{\rho}_m(\omega^2 r)r d\mathbf{S} = \\ &= -\frac{1}{2} \bar{\rho}_m \omega^2 \int_{V_{\text{ТК}}} \nabla(r^2) dV = -\bar{\rho}_m \omega^2 \mathbf{i}_r \int_{V_{\text{ТК}}} r dV \approx \\ &= -\bar{\rho}_m \omega^2 r \mathbf{i}_r \int_{V_{\text{ТК}}} dV = -\bar{\rho}_m V_{\text{ТК}} \omega^2 r \mathbf{i}_r. \end{aligned}$$

Здесь применена теорема о градиенте [51, п. 5.6.1; 55, формула (27)] и r вынесено из-под знака интеграла ввиду малости объёма теплового кванта $V_{\text{ТК}}$.

В п. 23.3 на основе анализа экспериментов с униполярным генератором показано, что в установившемся режиме эфир вращается практически вместе с диском со скоростью (201), то есть при $\alpha \sim 1$:

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r r = \omega r \mathbf{i}_\varphi,$$

где \mathbf{i}_φ – единичный вектор в азимутальном направлении.

На периферии диска эфир движется быстрее. Поэтому, согласно уравнению состояния (15), давление там меньше:

$$p_V = \rho_{m,*} u_*^2 - \bar{\rho}_m (\omega r)^2.$$

Возникает градиент давления эфира

$$\nabla p_V = -2\bar{\rho}_m \omega^2 r \mathbf{i}_r,$$

который толкает тепловые кванты к внешнему обводу с силой

$$\mathbf{F}_V = -V_{\text{TK}} \nabla p_V = 2\bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \omega^2 r \mathbf{i}_r.$$

В радиальной компоненте уравнения движения учтём только силу Архимеда, силу \mathbf{F}_V , вызванную разницей давлений, центробежную силу и силу сопротивления кристаллической решётки.

Как и в п. 23.5.1, рассмотрим простейшую модель воспроизведения направленной скорости $u_{0,\text{TK}}$ при регенерации тепловых квантов узлами решётки как движение теплового кванта со скоростью $u_{0,\text{TK}}$ на большей длине, чем его средняя длина свободного пробега $\bar{\lambda}_{\text{TK}}$.

Итак, радиальная компонента второго закона Ньютона для движения нагретого теплового кванта в окружении эфира, имеющего плотность $\bar{\rho}_m$, под действием рассматриваемых сил имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_m V_{\text{TK}} \frac{du_{0,\text{TK},r}}{dt} = & -\bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \omega^2 r + \tilde{\rho}_m V_{\text{TK}} \omega^2 r + \\ & 2\bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \omega^2 r - \bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \gamma_{\text{TK}} u_{0,\text{TK},r}^2, \end{aligned}$$

где $\tilde{\rho}_m V_{\text{TK}}$ – масса теплового кванта, $\bar{\rho}_m V_{\text{TK}}$ – масса вытесненного эфира. На единицу объёма теплового кванта получаем

$$\tilde{\rho}_m \frac{du_{0,\text{TK},r}}{dt} = -\bar{\rho}_m \omega^2 r + \tilde{\rho}_m \omega^2 r + 2\bar{\rho}_m \omega^2 r - \bar{\rho}_m \gamma_{\text{TK}} u_{0,\text{TK},r}^2,$$

$$\frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \frac{du_{0,\text{TK},r}}{dt} = \omega^2 r \left(1 + \frac{\tilde{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \right) + \gamma_{\text{TK}} u_{0,\text{TK},r}^2.$$

Для установившейся скорости радиального движения с учётом формулы (298) находим

$$u_{0,TK,r} \approx \sqrt{\omega^2 r \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right) / \gamma_{TK}}$$

Из формул (289), (296), учитывая совпадения направлений течения тепла $\mathbf{i}_{\text{пт}}$ и вектора радиальной скорости $\mathbf{u}_{0,TK,r}$ на участке 01 и противоположность этих направлений на участке 04, получаем

$$\frac{t_1}{t_4} \approx \frac{\bar{u}_{x,TK}^2 - 2\bar{u}_{x,TK}u_{0,TK,r,4} + u_{0,TK,r,4}^2}{\bar{u}_{x,TK}^2 + 2\bar{u}_{x,TK}u_{0,TK,r,1} + u_{0,TK,r,1}^2} = \frac{1 - 2\frac{u_{0,TK,r,4}}{\bar{u}_{x,TK}} + \frac{u_{0,TK,r,4}^2}{\bar{u}_{x,TK}^2}}{1 + 2\frac{u_{0,TK,r,1}}{\bar{u}_{x,TK}} + \frac{u_{0,TK,r,1}^2}{\bar{u}_{x,TK}^2}}$$

В случае $u_{0,TK} \ll \bar{u}_{x,TK}$

$$\frac{t_1}{t_4} \approx \frac{1 - 2\frac{u_{0,TK,r,4}}{\bar{u}_{x,TK}}}{1 + 2\frac{u_{0,TK,r,1}}{\bar{u}_{x,TK}}} \quad (303)$$

Марка использованной в диске стали нам не известна. Поэтому оценим $\alpha_{TK,0}$, используя данные для железа: радиус иона и межатомное расстояние $r_{\text{Fe}} = 0.74 \cdot 10^{-8}$ [см] и $r_{\text{м,Fe}} = 2.866 \cdot 10^{-8}$ [см] (см., например, обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Железо]). Теплопроводность сталей обычно ниже теплопроводности железа, то есть в сплаве увеличивается доля препятствий движению тепловых квантов. Учтём это коэффициентом в $\alpha_{TK,0}$ (301), который возьмём равным отношению теплопроводности хорошо проводящих тепло материалов 400 [Вт/(м·К)] к типичной теплопроводности некоторых сталей 40 [Вт/(м·К)] (см. [121, с. 347–350])

$$\alpha_{\text{TK},0} \sim \frac{1}{20} \frac{400}{40} \frac{\pi r_{\text{Fe}}^2}{r_{\text{M,Fe}}^2} \sim 0.5 \frac{\pi r_{\text{Fe}}^2}{r_{\text{M,Fe}}^2}.$$

Отсюда $\alpha_{\text{TK},0} \approx 0.11$.

Рассеяние направленного движения теплового кванта в стали сильнее, чем в никеле, поэтому в формуле (302) следует взять $l_1 \sim 2$ [см], $l_2 \sim 10$ [см]. Более точно l_1 и l_2 можно определить из эксперимента со стальными проволоками разной длины так, как это описано в п. 23.5.1.

Термопары расположены достаточно близко к микроисточнику тепла. На таком участке в модели (302) работает первая строка: $\alpha_{\text{TK}}(y) = \alpha_{\text{TK},0}$ при $y \leq 2$ [см]. Из (299) имеем $\gamma_{\text{TK}} \approx 5.9 \cdot 10^{-2}$ [1/см] при $L = l_1 = 2$ [см].

Из формулы (303) для $T = 300^\circ$ [K], $\Delta T = 40^\circ$ [K], $\omega = 6000$ [об/мин] = 628 [рад/с], $r_1 \sim 8.5$ [см], $r_4 \sim 6.5$ [см] получаем

$$\begin{aligned} \bar{u}_{x,\text{TK}} &= \sqrt{3kT/m_{\text{se}}} \approx 3.66 \cdot 10^4 \text{ [см/с]}, \\ u_{0,\text{TK},r,1} &\approx \sqrt{\omega^2 r_1 \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right) / \gamma_{\text{TK}}} \approx 1.04 \cdot 10^4 \text{ [см/с]}, \\ u_{0,\text{TK},r,4} &\approx \sqrt{\omega^2 r_4 \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right) / \gamma_{\text{TK}}} \approx 9.09 \cdot 10^3 \text{ [см/с]}, \\ t_4/t_1 &\sim 0.32. \end{aligned}$$

Использованная при получении данных результатов формула (294) имеет относительную погрешность не более $\varepsilon = 0.1$, начиная с момента времени $t \geq t^* \approx 2.9$ [с] (293) при $\bar{\lambda}_{\text{TK}} \sim 7.0 \cdot 10^{-6}$ [см], где средняя длина свободного пробега теплового кванта $\bar{\lambda}_{\text{TK}}$ для стали уменьшена пропорционально отношению

теплопроводности стали к теплопроводности меди, оцененной в конце п. 21.6 на с. 337.

Из формулы (295) можно найти время установления заданной температуры T_l [C] на термопаре в приближении линейной задачи. В отсутствие подогрева $u_{0,TK} = 0$ в (289) для $T_0 = \Delta T = 40^\circ$ [C], $a_k^2 = \bar{u}_{пт,TK,k} \bar{\lambda}_{TK} / 3$ (292) температура $T_l = \Delta T / 2$ устанавливается через $t_0 \approx 18$ [с]. Таким образом, условие применимости формулы (294) $t \geq t^*$ выполнено.

Отношение времён t_4/t_1 и время t_0 соответствуют по порядку величины измеренным в эксперименте отношению 0.33 и времени 25 [с].

Интересно, что, несмотря на совпадение на участке 04 силы Архимеда F_A и направления распространения тепла $\dot{i}_{пт}$, время установления тепла в точке 4 оказывается больше времени его установления в точке 1 (рис. 13). Это объясняется образованием на периферии области пониженного давления из-за вращения эфира диском, что влечёт втягивание туда тепловых квантов с силой F_V , большей по величине, чем значение силы F_A .

Рассмотрим теперь движение теплового кванта в азимутальном направлении. Как и раньше, применим простейшую модель воспроизведения направленной скорости $u_{0,TK}$ при регенерации тепловых квантов узлами решётки как движения теплового кванта со скоростью $u_{0,TK}$ на большей длине по сравнению с его средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}_{TK}$.

При изучении азимутального движения тепловых квантов становится важным учёт их взаимовлияния на отрезке между микроисточником и термопарой. Такой учёт происходит в модели сплошной среды.

Так же как и выше, будем проводить анализ в подвижной полярной системе координат, вращающейся вместе с диском. Для удобства направим на участке 02 ось x из точки 0 в точку 2, а на участке 03 – из точки 0 в точку 3, рис. 13.

Оцененная выше скорость радиального смещения теплового кванта много меньше скорости его теплового движения. Поэтому ей можно пренебречь при изучении движения теплового кванта на участках 02 и 03.

Микроисточник тепла в неподвижном состоянии генерирует в точке 0 тепловые кванты со среднеквадратичной скоростью теплового движения

$$u_{0, \text{тк}, \varphi} = \sqrt{\frac{3k(T + \Delta T)}{m_{\text{Fe}}}}.$$

Во вращающейся с диском системе координат линейная скорость вращения $|\omega|r_0$, где r_0 – радиус микроисточника, не добавляется при генерации теплового кванта в направлении точки 2 и не вычитается при генерации в направлении точки 3 (рис. 13):

$$U_{0, \text{тк}, \varphi, 2} = u_{0, \text{тк}, \varphi}, \quad U_{0, \text{тк}, \varphi, 3} = u_{0, \text{тк}, \varphi}. \quad (304)$$

Со стороны решётки на тепловой квант действует сила сопротивления, зависящая от скорости его движения относительно решётки, которая стремится выровнять скорость теплового кванта со скоростью решётки, то есть обнулить скорость теплового кванта во вращающейся системе координат. Из-за деформации диска в азимутальном направлении при быстром вращении сопротивление материала движению тепловых квантов в направлениях по и против вращения может быть различным: $\gamma_{\text{тк}, k}$, $k = 2, 3$.

В простейшей модели движения теплового кванта по азимуту учтём только силу сопротивления решётки и переносную скорость течения, входящую в полную производную по времени.

Для азимутальной компоненты второго уравнения движения на участках 02 и 03 имеем

$$\bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \frac{du_{0,\text{TK},\varphi,k}}{dt} = -\bar{\rho}_m V_{\text{TK}} \gamma_{\text{TK},k} u_{0,\text{TK},\varphi,k}^2, \quad k = 2, 3$$

или на единицу объёма

$$\bar{\rho}_m \frac{du_{0,\text{TK},\varphi,k}}{dt} = -\bar{\rho}_m \gamma_{\text{TK},k} u_{0,\text{TK},\varphi,k}^2,$$

$$\frac{du_{0,\text{TK},\varphi,k}}{dt} = -\gamma_{\text{TK},k} u_{0,\text{TK},\varphi,k}^2,$$

$$\frac{\partial u_{0,\text{TK},\varphi,k}}{\partial t} + u_{0,\text{TK},\varphi,k} \frac{\partial u_{0,\text{TK},\varphi,k}}{\partial x} = -\gamma_{\text{TK},k} u_{0,\text{TK},\varphi,k}^2.$$

В установившемся режиме

$$u_{0,\text{TK},\varphi,k} \frac{du_{0,\text{TK},\varphi,k}}{dx} = -\gamma_{\text{TK},k} u_{0,\text{TK},\varphi,k}^2.$$

Решение данного уравнения с соответствующим начальным условием (304) есть

$$u_{0,\text{TK},\varphi,k}(x) = u_{0,\text{TK},\varphi,k} e^{-\gamma_{\text{TK},k} x}, \quad k = 2, 3.$$

Для средних скоростей движения на участках 02 и 03 имеем

$$\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,k} = \frac{u_{0,\text{TK},\varphi,k}(0) + u_{0,\text{TK},\varphi,k}(l)}{2}.$$

Направления течения тепла $\mathbf{i}_{\text{пт}}$ и вектора азимутальной скорости $\mathbf{u}_{0,\text{TK},\varphi}$ на участках 02 и 03 совпадают. Поэтому из формул (289), (296) получаем

$$\frac{t_2}{t_3} \approx \frac{1 + 2 \frac{|\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,3}|}{\bar{u}_{\text{X,TK}}} + \frac{\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,3}^2}{\bar{u}_{\text{X,TK}}^2}}{1 + 2 \frac{|\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,2}|}{\bar{u}_{\text{X,TK}}} + \frac{\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,2}^2}{\bar{u}_{\text{X,TK}}^2}}.$$

Если свойства вращающегося диска одинаковы в направлениях по и против вращения $\gamma_{\text{TK},2} = \gamma_{\text{TK},3}$, то разницы во временах не возникает $t_2/t_3 = 1$. Однако стальной сплав обычно неоднороден и содержит множество дефектов. При быстром вращении могут возникать деформации областей диска с поджатием решётки в сторону, противоположную вращению, и её разрежением по вращению. В результате тепловым квантам оказывается сложнее двигаться в сторону поджатия и проще в другую сторону. Аналогичная ситуация может иметь место при генерации скорости теплового кванта микроисточником. Учтём данный эффект в решении с помощью коэффициента $\beta_{\text{TK},\omega}$

$$\begin{aligned} u_{0,\text{TK},\varphi,2}(x) &= (1 + \beta_{\text{TK},\omega}) u_{0,\text{TK},\varphi} e^{-(1-\beta_{\text{TK},\omega})\gamma_{\text{TK}}x}, \\ u_{0,\text{TK},\varphi,3}(x) &= (1 - \beta_{\text{TK},\omega}) u_{0,\text{TK},\varphi} e^{-(1+\beta_{\text{TK},\omega})\gamma_{\text{TK}}x}. \end{aligned}$$

Изучение свойств коэффициента $\beta_{\text{TK},\omega}$ требует дополнительных опытов с вращением различных сталей, а также однородных кристаллических материалов с малым числом дефектов.

Для параметров, рассмотренных при вычислении радиальной скорости, отношение времён t_2/t_3 , полученное в рамках линейной задачи теплопроводности, достигает экспериментального значения 0.78 при $\beta_{\text{TK},\omega} \sim 0.1$:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\text{X,TK}} &= \sqrt{3kT/m_{\text{se}}} \approx 3.66 \cdot 10^4 \text{ [см/с]}, \\ u_{0,\text{TK},\varphi} &= \sqrt{3k(T + \Delta T)/m_{\text{se}}} \approx 3.90 \cdot 10^4 \text{ [см/с]}, \end{aligned}$$

$$\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,2} \approx 4.07 \cdot 10^4 \text{ [см/с]},$$

$$\bar{u}_{0,\text{TK},\varphi,3} \approx 3.29 \cdot 10^4 \text{ [см/с]},$$

$$t_2/t_3 \sim 0.81.$$

В методологии математического моделирования соответствие t_4/t_1 , t_2/t_3 , t_0 данным эксперимента подтверждает правильность эфирной модели распространения тепла в проводнике.

Подчеркнём ещё раз, что в рассмотренной задаче параметры α_{TK} и γ_{TK} выбирались из некоторых интуитивных соображений, так как эфирная теория атомарного строения вещества пока не построена. Тем не менее получено достаточно хорошее соответствие расчётов измерениям. На практике параметры сопротивления внутренней структуры веществ α_{TK} и γ_{TK} направленному движению эфира на расстояниях, больших средней длины свободного пробега теплового кванта, естественно задавать исходя из условия точного соответствия расчётов измерениям.

23.5.3. Теплопроводность при наличии вибрации

Опыты по измерению теплопроводности вибрирующего стержня и стержня с закреплённым концом (камертона) проведены А.Р. Лепёшкиным, см. [168–170], а также его доклад 24.05.2018 в ЦИАМ. Рассматривались различные частоты. Показано, что теплопроводности стержня и камертона заметно увеличиваются в присутствии вибраций.

Объяснение такого результата инерцией свободных электронов несостоятельно, так как в условиях квазинейтральности проводника и отсутствия значительных внешних сил свободные электроны, если имеются, не могут смещаться относительно узлов кристаллической решётки проводника на расстояния, большие межатомных, см. п. 23.2.1. Кроме того, классическая теория электронной теплопроводности, согласно формуле Видемана –

Франца (272), занижает коэффициент теплопроводности в тысячи раз, так как во столько же раз занижает электропроводность [32, с. 213].

В эфирной интерпретации увеличение коэффициента теплопроводности при наличии вибраций объясняется появлением направленной скорости $u_{0,TK}$ тепловых квантов в дополнение к их хаотической тепловой скорости (254).

Количественное изучение данного эффекта проводится по методике, представленной в п. 23.5.1, 23.5.2. Для вибрирующего стержня необходимо учесть силу инерции в системе координат, относительно которой стержень неподвижен. Для вибрирующего камертона – центробежную силу, так как на каждом периоде колебаний движение его свободного конца близко к движению по окружности.

Количественный анализ экспериментов с вибрирующими стержнями не вносит чего-либо существенно нового в иллюстрацию методики применения теории эфира к решению практических задач. Поэтому здесь такой анализ не приводится.

23.6. Вращение тел при отсутствии внешнего магнитного поля

Важным направлением исследований является изучение механического взаимодействия вещества с эфиром, так как понимание деталей этого процесса может привести к созданию принципиально новых технических устройств, основанных на использовании свойств и течений эфира.

Вращающиеся объекты лучше взаимодействуют с эфиром, так как при вращении той или иной структуры существенно уменьшается эффективный объём, через который ньютонии могут проходить беспрепятственно. Поэтому изучение движения эфира, вызванного вращением объектов, представляет большой интерес.

В данном разделе внешнее магнитное поле предполагается малым по сравнению с используемым в экспериментах, скомпенсированным или слабо влияющим на изучаемые процессы.

23.6.1. Опыт Толмена и Стюарта с вращающейся катушкой

Опыт Толмена – Стюарта считается в физике XX века основным доказательством утверждения, что электрический ток в металлах обусловлен движением электронов [173; 174; 32, с. 226, 227; 28, с. 411–413; 34, п. 145]. Покажем неадекватность интерпретации этого эксперимента.

В данном опыте основная катушка с большим числом витков тонкой проволоки приводилась в быстрое вращение вокруг своей оси. Магнитное поле Земли в пределах этой катушки тщательно компенсировалось при помощи специальных неподвижных катушек с электрическим током настолько, чтобы при равномерном вращении основной катушки гальванометр не обнаруживал индукционных токов [28, с. 413]. Общая длина витков обмотки основной катушки составляла ~ 530 [м], а линейная скорость движения провода достигала ~ 56 [м/с] [174]. Концы обмотки присоединялись к чувствительному гальванометру при помощи длинных гибких проводов. Основная катушка раскручивалась и резко тормозилась. В цепи наблюдался кратковременный ток. Его знак зависел от направления вращения катушки.

Теоретическое объяснение данного эксперимента базируется в физике на гипотезе о существовании в металле свободных электронов, которые при торможении движутся по второму закону Ньютона под действием силы инерции. Из данного предположения получают соотношение, см., например: [32, с. 227; 28, с. 412; 34, с. 334]

$$\frac{e}{m_e} = \frac{v_0 L}{RQ}, \quad (305)$$

где m_e и e – масса и заряд электрона, v_0 – линейная скорость внешнего обвода катушки перед началом торможения, L – длина провода в обмотке катушки, R – сопротивление всей цепи, Q – количество протекающего электричества за время t_0 торможения катушки до полной остановки.

Утверждается, что показания гальванометра Q и известные значения v_0 , L , R в эксперименте дают знак и величину отношения e/m_e , которые соответствуют отношению заряда электрона к его массе.

Проанализируем подробно выражение (305). Выразим R через удельное сопротивление R_0 : $R = (1 + \alpha T)R_0L/S$, где α – температурный коэффициент сопротивления [36, с. 380], T – температура, S – поперечное сечение провода. Воспользуемся формулой (188): $dQ = I(t)dt = j(t)Sdt$, где $j(t)$ – плотность тока. Согласно электронной теории проводимости, $j(t) = en_e w(t)$, где N_e – число электронов проводимости в единице объёма, $w(t)$ – средняя скорость их упорядоченного движения.

По исходной гипотезе электроны вращаются вместе с проводом катушки, поэтому их скорость $w(t)$ должна быть пропорциональна скорости движения обвода катушки $v(t)$: $w(t) = \eta v(t)$, где η – некоторая константа порядка единицы. Для заряда, протекающего за время торможения, имеем

$$Q = \int_0^{t_0} I(t)dt = en_e S \int_0^{t_0} w(t)dt = en_e S \eta \int_0^{t_0} v(t)dt. \quad (306)$$

Подчеркнём, что при использовании основного уравнения электронной теории проводимости $j(t) = en_e w(t)$ заряд Q оказался зависящим от закона торможения катушки $v(t)$, в то время как в формулу (305), полученную из второго закона Ньютона, зависимость $v(t)$ не входит.

Подставим найденный заряд Q (306) в (305)

$$\frac{e^2}{m_e} = \frac{1}{(1 + \alpha T)R_0 n_e \eta} \frac{v_0}{\int_0^{t_0} v(t) dt}.$$

В левой части данного выражения должна стоять константа, не зависящая от свойств цепи и условий проведения эксперимента. Первый множитель в правой части определяется свойствами цепи, второй – способом и длительностью торможения катушки. Эти множители, вообще говоря, не зависят друг от друга. Поэтому правая часть в общем случае не является константой, а определяется конкретными условиями проведения эксперимента. Получаем противоречие: левая часть должна быть всегда постоянна, если это отношение параметров электрона, а правая часть не обязательно является постоянной. Это означает, что равенство (305), вообще говоря, не выполнено. В соответствии с методом доказательства от противного, заключаем, что гипотеза о существовании в металле свободных электронов, которые при торможении движутся по второму закону Ньютона под действием силы инерции, не верна, так как приводит к противоречию.

Причина такого противоречия состоит в том, что вывод формулы (305) в [32, с. 226, 227; 28, с. 411–413; 34, п. 145] не учитывает основное уравнение электронной теории проводимости $j(t) = en_e w(t)$, согласно которому протекающий при торможении катушки заряд Q зависит от способа её торможения (306).

Приведём ещё оценки, показывающие ошибочность принятой в физике интерпретации опыта Толмена – Стюарта. Медь имеет плотность 8.96 [г/см³] и молярную массу 63.5 [г/моль] [121, с. 99]. Поэтому в 1 [см³] содержится 0.141 [моль] или 0.141 $N_A = 0.85 \cdot 10^{23}$ атомов меди, где N_A – число Авогадро, то есть концентрация атомов меди составляет $n_{Cu} = 0.85 \cdot 10^{23}$ [1/см³]. Приближённое представление объёма $r_{Cu}^3 n_{Cu} \approx 1$ [см³]

даёт для среднего расстояния между атомами величину $r_{\text{Cu}} \approx 1/\sqrt[3]{n_{\text{Cu}}} \sim 2 \cdot 10^{-8}$ [см] (аналогичные рассуждения использованы, например, в [30, с. 17]). С учётом двухвалентности меди имеем в ней $2n_{\text{Cu}} \sim 2 \cdot 10^{23}$ [1/см³] свободных электронов. Длина свободного пробега пробного электрона между атомами $\lambda = 1/(n_{\text{Cu}}\sigma)$ [121, с. 375] при характерном диффузионном сечении рассеяния электронов на атомах $\sigma \sim 10^{-16}$ [см²] [175, с. 151] составляет $\lambda \sim 10^{-7}$ [см]. Получаем $\lambda \sim r_{\text{Cu}}$, что означает сильное влияние на движение свободных электронов их столкновений с атомами решётки. Электрон, движущийся со скоростью вращения катушки $v_0 \sim 10^4$ [см/с], проходит расстояние $\lambda \sim 10^{-7}$ [см] за 10^{-11} [с], то есть не имеет возможности для свободного инерционного движения за время её торможения t_0 , составляющее доли секунды [173, с. 110]. Иными словами, второй закон Ньютона без учёта столкновений, использованный при выводе формулы (305), не применим для описания движения свободных электронов на временах порядка t_0 .

Ошибочность трактовки опыта Толмена – Стюарта как инерции свободных электронов следует и из результатов п. 23.2.1, где показано, что в квазинейтральном проводнике при отсутствии больших внешних сил свободные электроны (если имеются) не могут отойти от атомов на расстояние, большее межатомного.

Дадим эфирную трактовку опыта Толмена – Стюарта.

Согласно измерениям, при резком торможении катушки с проводом наблюдается э.д.с. Как показано выше, свободные электроны не объясняют возникновение э.д.с. Поэтому естественно предположить, что вращение катушки приводит к вращению эфира в её обмотке. При резком торможении эфир продолжает двигаться в проводе в соответствии с законом сохранения количества движения (5). Возникает э.д.с. Свободные электроны, если они есть в металле, могут двигаться в проводе вместе с эфиром, но основную роль играет течение эфира.

Вычислим генерируемую э.д.с., считая внешнее магнитное поле скомпенсированным.

Анализ движения эфира в униполярном генераторе показал, что эфир вращается практически вместе с диском, см. с. 407. Такое движение создаёт магнитное поле \mathbf{B}_V (288). Поэтому генерируемую при торможении катушки э.д.с. представим в виде суммы э.д.с. электрического поля и э.д.с. Жуковского (200)

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{E_V} + \mathcal{E}_Ж = \int_L \mathbf{E}_V \cdot d\mathbf{l} + \int_L \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_V \right) \cdot d\mathbf{l},$$

где L – кривая, соответствующая проводу катушки.

Интеграл по L является криволинейным интегралом второго рода. Знак такого интеграла зависит от выбора направления обхода кривой L . Направление обхода будет выбрано ниже при введении параметрического представления L . Электродвижущая сила считается положительной, если кривая L пересекает источник тока в направлении от отрицательного полюса к положительному [28, с. 193].

Подставим в \mathcal{E} эфирные выражения для электрического и магнитного полей (20), (21)

$$\mathcal{E} = \int_L (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{v}) \cdot \mathbf{l} + \int_L \left(\mathbf{v} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{v})) \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Для упрощения выкладок приблизим обмотку катушки набором из N одинаковых тонких круговых колец L_k

$$L = \bigcup_{k=1}^N L_k,$$

в котором каждое кольцо разрезано и один из концов разреза имеет контакт с предыдущим кольцом, а другой – со следующим так, что направление обхода обмотки сохраняется. Кроме того, проведём вычисления в предположении, что плотность эфира в проводе близка к константе $\rho \approx \rho_{\text{Cu}} = \text{const}$.

Тогда

$$\mathcal{E} = \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N \left(\int_{L_k} ((\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k) \cdot d\mathbf{l}_k + \int_{L_k} (\mathbf{V}_k \times (\nabla \times \mathbf{V}_k)) \cdot d\mathbf{l}_k \right).$$

Введём цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с осью, направленной вдоль оси катушки. Обозначим единичные векторы локального базиса этой системы $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$. Параметрическое представление окружности есть $\mathbf{l}_k = r_k \varphi \mathbf{i}_\varphi$, $\varphi \in [0, 2\pi]$. Такая параметризация задаёт направление обхода кольца против часовой стрелки, если смотреть на окружность из полупространства положительных значений z .

Скорость эфира в тонком кольце имеет лишь азимутальную компоненту $\mathbf{V}_k = v_{\varphi,k} \mathbf{i}_\varphi$, зависящую только от угла $v_\varphi = v_\varphi(\varphi)$. Поэтому

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_k \times (\nabla \times \mathbf{V}_k) &= v_{\varphi,k} \mathbf{i}_\varphi \times \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r v_{\varphi,k}}{\partial r} \right) \mathbf{i}_z \Big|_{r=r_k} = \\ &= \frac{v_{\varphi,k}^2}{r_k} \mathbf{i}_\varphi \times \mathbf{i}_z = \frac{v_{\varphi,k}^2}{r_k} \mathbf{i}_r. \end{aligned}$$

Тогда

$$\mathbf{V}_k \times (\nabla \times \mathbf{V}_k) \cdot d\mathbf{l} = \frac{v_{\varphi,k}^2}{r_k} \mathbf{i}_r \cdot \mathbf{i}_\varphi r_k d\varphi = 0,$$

то есть э.д.с. Жуковского не даёт вклада в общую э.д.с. \mathcal{E} :

$$\mathcal{E} = \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N \int_{L_k} ((\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k) \cdot d\mathbf{l}.$$

Раскроем конвективную производную [55, с. 7]

$$(\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k = \frac{v_{\varphi,k}}{r_k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} \mathbf{i}_{\varphi}.$$

Имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N \int_0^{2\pi} \frac{v_{\varphi,k}}{r_k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} \mathbf{i}_{\varphi} \cdot r_k \mathbf{i}_{\varphi} d\varphi = \\ &= \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N \int_0^{2\pi} v_{\varphi,k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} d\varphi = \frac{1}{2} \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N \int_0^{2\pi} \frac{\partial v_{\varphi,k}^2}{\partial \varphi} d\varphi = \\ &= \frac{1}{2} \rho_{\text{Cu}} \sum_{k=1}^N (v_{\varphi,k}^2(2\pi) - v_{\varphi,k}^2(0)) = \\ &= \frac{1}{2} \rho_{\text{Cu}} (v_{\varphi,1}^2(2\pi) - v_{\varphi,1}^2(0) + v_{\varphi,2}^2(2\pi) - v_{\varphi,2}^2(0) + \dots \\ &\quad + v_{\varphi,N}^2(2\pi) - v_{\varphi,N}^2(0)). \end{aligned}$$

Учитывая, что, по построению, на разрезе колец скорости равны $v_{\varphi,k}(0) = v_{\varphi,k+1}(2\pi)$, $k = 1, \dots, N - 1$, окончательно получаем

$$\mathcal{E} = \frac{\rho_{\text{Cu}} (v_{\varphi,N}^2(2\pi) - v_{\varphi,1}^2(0))}{2}, \quad (307)$$

то есть общая э.д.с. определяется только разностью скоростей эфира на конце последнего кольца и начале первого кольца.

Оценим максимально возможную э.д.с. В соответствии с формулой (307), максимум $|\mathcal{E}|$ достигается в момент времени, когда на одном конце провода катушки скорость эфира максимальна, а на другом – минимальна. Или, другими словами, давление эфира (15) на одном конце максимально, а на другом минимально (или модуль разности потенциалов (75) максимален).

Торможение катушки приводит к изменению скорости эфира в кольцах $v_{\varphi,k}$. Детальное описание этого процесса требует анализа течения эфира на уровне атомарной решётки проводника. Вместо этого рассмотрим упрощённую модель торможения эфира катушкой, в которой катушка останавливается мгновенно, а эфир продолжает течь по инерции. Экстремальное значение э.д.с. появится в момент времени, когда на одном конце катушки скорость эфира уже нулевая, а на другом – ещё та же, что и при вращении с линейной скоростью v_0 . Данное приближение тем лучше выполнено, чем длиннее провод, так как из-за инерции эфира скорости его движения на концах провода сильнее различаются при торможении течения атомарной решёткой.

Тогда из (307) получаем

$$\mathcal{E}_{\max} = \pm \frac{\rho_{\text{Cu}} v_0^2}{2},$$

где плюс берётся при вращении катушки по направлению вектора \mathbf{i}_φ , а минус – против.

Измерив v_0 и \mathcal{E}_{\max} в опыте Толмена – Стюарта, можно оценить плотность эфира в проводе ρ_{Cu} . Однако авторам не удалось найти в литературе значение регистрируемой в этих экспериментах э.д.с. Данные об э.д.с. получены А.Р. Лепёшкиным в предложенной им модификации экспериментов Толмена – Стюарта [167]. Эфирный анализ этих экспериментов представлен в п. 23.6.2.

23.6.2. Инерционный опыт Лепёшкина с вращающейся спиралью

Сто лет спустя после открытия эффекта Толмена – Стюарта важные эксперименты провёл А.Р. Лепёшкин [167]. В его опытах рассматривалась плоская катушка, в которой провод был свёрнут в виде Архимедовой спирали с малым шагом (большой плотностью витков). Предпринимались все меры для устранения влияния магнитного поля Земли и других внешних магнитных полей. Катушка резко раскручивалась и резко останавливалась. При этом на этапе разгона и торможения наблюдался всплеск э.д.с. разного знака.

Данные эксперименты проводились как новая модификация опыта Толмена – Стюарта, а также с целью анализа процессов в лопатках турбины авиационного двигателя. Результаты измерений оказались крайне важными для понимания природы электрического тока. В частности, они позволили авторам книги оценить плотность эфира в проводнике. Эфирная интерпретация данных опытов изложена ниже.

Подчеркнём, что использование именно плотно намотанной спирали позволяет пренебречь радиальным током при интерпретации эксперимента.

Анализ экспериментов с униполярным генератором показал, что эфир вращается практически вместе с проводником, см. с. 407. Такое движение создаёт магнитное поле \mathbf{B}_V (288). Поэтому генерируемую при торможении спирали э.д.с. представим в виде суммы э.д.с. электрического поля и э.д.с. Жуковского (200)

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\mathbf{E}_V} + \mathcal{E}_{\mathbf{J}} = \int_L \mathbf{E}_V \cdot d\mathbf{l} + \int_L \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_V \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Учтём возможность последовательного соединения N_s одинаковых спиралей L_k

$$L = \bigcup_{k=1}^{N_s} L_k.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = \sum_{k=1}^{N_s} \left(\int_{L_k} \mathbf{E}_V \cdot d\mathbf{l} + \int_{L_k} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_V \right) \cdot d\mathbf{l} \right) = \\ N_s \left(\int_{L_1} \mathbf{E}_V \cdot d\mathbf{l} + \int_{L_1} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_V \right) \cdot d\mathbf{l} \right). \end{aligned}$$

Для упрощения вычислений приблизим спираль набором из N_w вложенных друг в друга круглых тонких колец с разрезом, на котором конец предыдущего кольца и начало следующего соединены с сохранением направления обхода спирали. Нумерацию колец будем вести с кольца самого малого радиуса. Интеграл по кривой L_1 превращается в сумму интегралов по кольцам. Для каждого j -го кольца, в предположении слабого изменения плотности эфира в проводе $\rho \approx \rho_{\text{Cu}} = \text{const}$, воспользуемся формулой (307)

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} N_s \rho_{\text{Cu}} \sum_{j=1}^{N_w} \left(v_{\varphi,j}^2(2\pi) - v_{\varphi,j}^2(0) \right).$$

Кольца в спирали соединены последовательно, поэтому в сумме остаются только два члена

$$\mathcal{E} = N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} \left(v_{\varphi, N_w}^2(2\pi) - v_{\varphi, 1}^2(0) \right)}{2}. \quad (308)$$

Согласно (308), $|\mathcal{E}|$ достигает максимума, если на одном конце провода спирали линейная скорость эфира минимальна, а на другом – максимальна.

Обозначим радиусы колец $r_j, j = 1, \dots, N_w$. Линейная и угловая скорости связаны соотношением $v_{\varphi, j} = \omega r_j$. При установившемся вращении спирали в кольце меньшего радиуса линейная скорость эфира меньше $v_{0, j-1} < v_{0, j}$, так как спираль вращается как единое целое в одной плоскости с угловой скоростью ω .

Торможение спирали приводит к изменению скорости эфира в кольцах v_{φ} . Вместо изучения течения эфира между атомами рассмотрим упрощённую модель торможения при мгновенной остановке спирали, когда скорость течения (давление p (15)) эфира внутри спирали не успевает выровняться. Чем длиннее провод в спирали, тем точнее принята модель, так как из-за инерции эфира его скорость на концах провода сильнее различается при торможении.

Рассмотрим спираль, радиус которой растёт с ростом угла φ : $r(\varphi) = r_1 + a\varphi/(2\pi)$, $a > 0$ (правая спираль, a – шаг спирали, r_1 – её минимальный радиус). Пусть спираль вращается в направлении вектора \mathbf{i}_{φ} . После её резкой остановки эфир продолжает двигаться по инерции в том же направлении. Для оценки экстремального значения возникающей э.д.с. рассмотрим момент времени, в который на внешнем конце спирали эфир ещё движется с той же скоростью, что и до начала торможения (давление эфира p ещё меньше внешнего давления p_* (15)), а на внутреннем конце спирали скорость эфира в проводе уже нулевая $v_{0, 1}(0) = 0$ (давление выровнялось $p \approx p_*$). Тогда в этот момент из (308) имеем

$$\mathcal{E}_{\text{экс,пр}} = N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_w}^2(2\pi)}{2}.$$

Резкая остановка той же спирали, вращающейся в противоположную сторону, приводит к движению эфира к её центру. При этом для провода с малым сопротивлением скорость фронта этого течения $v_{0, N_w}(2\pi)$ можно считать неизменной вдоль провода. Максимальное значение $|\mathcal{E}|$ возникнет в момент времени, когда скорость на внутреннем конце $v_{0,1}(0)$ близка к скорости $v_{0, N_w}(2\pi)$ до начала торможения, а скорость на внешнем конце $v_{0, N_w}(2\pi) = 0$, то есть выровнялась относительно скорости окружающего эфира. В этом случае формула (308) переходит в

$$\mathcal{E}_{\text{экс,пр}} = -N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi,1}^2(0)}{2} = -N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_w}^2(2\pi)}{2}.$$

Последние две формулы можно записать в кратком виде

$$\mathcal{E}_{\text{экс,пр}} = \pm N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_w}^2(2\pi)}{2} = \pm N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_w}^2}{2}, \quad (309)$$

где «+» соответствует вращению правой спирали в направлении \mathbf{i}_{φ} , а «-» – против.

В спирали с уменьшающимся при увеличении угла φ радиусом $r(\varphi) = r_{N_w} - a\varphi/(2\pi)$, $a > 0$ (левая спираль) инерционное движение эфира происходит в противоположную сторону по сравнению с правой спиралью. Поэтому состояние скоростей на концах левой спирали меняется местами и формула (308) даёт

$$\mathcal{E}_{\text{экс,лв}} = \mp N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_w}^2(2\pi)}{2} = \mp N_s \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_w}^2}{2}. \quad (310)$$

Для левой спирали отрицательная э.д.с. возникает при остановке её вращения по \mathbf{i}_φ , а положительная – против.

В экспериментах [167] также измерялось напряжение при резком разгоне спирали. Его экстремальное значение оказалось близким по величине к экстремуму напряжения при торможении, но противоположным по знаку.

Примем следующую модель в качестве приближения распределения скорости эфира в спирали в момент достижения максимальной э.д.с. $|\mathcal{E}|$ при мгновенном разгоне. Для правой спирали при вращении по \mathbf{i}_φ : импульс $\rho_{\text{Cu}}v_{0,N_w}$, созданный на внешнем кольце, доходит до внутреннего конца, но внешний конец спирали продолжает подпитываться эфиром, находящимся в состоянии до разгона. Для той же спирали при вращении против \mathbf{i}_φ : на внешнем конце спирали уже создан импульс $\rho_{\text{Cu}}v_{0,N_w}$, а на внутреннем конце эфир ещё не приобрёл скорость, вызванную её вращением.

Для левой спирали рассуждения аналогичны, но состояние импульсов на концах спирали меняется местами при вращении по и против \mathbf{i}_φ .

В такой модели разгона эфира спиралью формулы для экстремальной э.д.с. отличаются от (309), (310) только знаками

$$\mathcal{E}_{\text{экс,пр}} = \mp N_s \frac{\rho_{\text{Cu}}\omega^2 r_{N_w}^2}{2}, \quad \mathcal{E}_{\text{экс,лв}} = \pm N_s \frac{\rho_{\text{Cu}}\omega^2 r_{N_w}^2}{2},$$

где верхний знак соответствует вращению спирали в направлении \mathbf{i}_φ , а нижний – против.

Проанализируем вариант эксперимента [167], в котором закрутка спирали и направления её вращения соответствовали э.д.с.

$$\mathcal{E}_{\text{макс,пр}} = N_s \frac{\rho_{\text{Cu}}\omega^2 r_{N_w}^2}{2}.$$

По известному радиусу самого внешнего витка спирали r_{N_w} и измеренным угловой скорости вращения ω и э.д.с. $\mathcal{E}_{\max, \text{пр}}$ можно оценить плотность эфира в проводнике

$$\rho_{\text{Cu}} = \frac{2\mathcal{E}_{\max, \text{пр}}}{N_s \omega^2 r_{N_w}^2}.$$

В экспериментах использовалась установка со спиралью, намотанной в один слой $N_s = 1$, длиной провода $L_1 \approx 1170$ [см], радиусами внутреннего и внешнего концов $r_1 = 4.1$ и $r_{N_w} = 11.1$ [см]. Время торможения спирали составляло ~ 0.01 [с].

Угловая скорость вращения спирали ω оценивалась приближённо по косвенным данным. На малом промежутке времени анализировались показания вибродатчика, расположенного около оси установки.

Чувствительный вольтметр зарегистрировал амплитуду напряжения $\mathcal{E}_{\max, \text{пр}} = 0.25 \cdot 10^{-3}$ [В] $\approx 0.83 \cdot 10^{-5}$ [статВ] при угловой скорости вращения спирали $\omega \sim 2.5 \cdot 10^3$ [об/мин] $\approx 2.6 \cdot 10^2$ [рад/с]. Тогда для плотности эфира в проводнике получаем

$$\rho_{\text{Cu}} \sim 10^{-13} [\text{с}^2 \text{ статКулон}/\text{см}^3].$$

Это значение соответствует по порядку величины оценке (221), полученной из совершенно других соображений. Такое соответствие подтверждает существование эфира.

Более точное измерение угловой скорости ω позволит получить более точную оценку плотности эфира в проводнике ρ_{Cu} .

23.6.3. Создание магнитного поля вращающимся сверхпроводником, ферромагнетиком и другими объектами. Момент Лондона. Эффект Барнетта. Гравитомагнитный момент Лондона

Рассмотрим цилиндрический сверхпроводник (СП) кольцевой формы, вращающийся вокруг своей оси симметрии при отсутствии внешних источников электрического тока и магнитного поля, рис. 14. В [176; 177, п. 12] теоретически показано, что вращающийся сверхпроводник может генерировать магнитное поле, пропорциональное угловой скорости вращения. Это теоретическое предположение подтверждено экспериментально в работах [178–180].

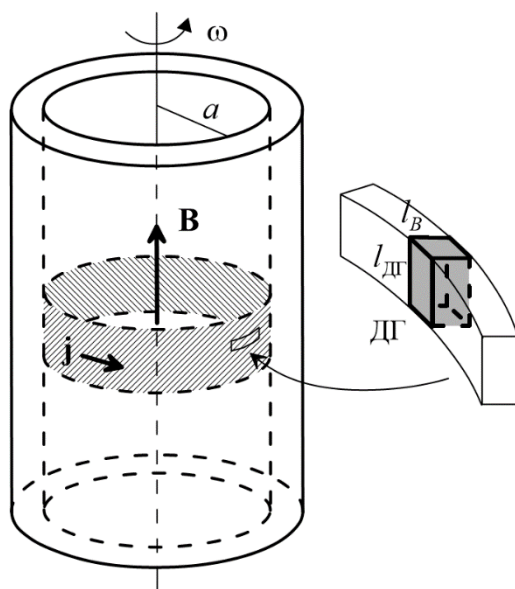


Рис. 14. Схема сверхпроводника. Справа показан фрагмент приповерхностного слоя с двойниковой границей.

Эффект создания магнитного поля вращающимся сверхпроводником называется «момент Лондона» или «эффект Барнетта – Лондона». Краткий обзор работ по данному эффекту можно найти, например, в статье [181].

Дадим эфирную трактовку момента Лондона.

Из эксперимента известно, что в состоянии сверхпроводимости магнитное поле вытесняется из СП (эффект Мейснера – Оксенфельда). Данный факт воспроизводится и в теории эфира, см. п. 23.2.3, с. 396.

Согласно уравнению Ампера (29), нулевое магнитное поле в установившемся по времени режиме влечёт отсутствие тока (течения эфира) внутри СП (см. также обсуждение этого вопроса в [28, с. 320]). По закону Ома (140) внутри СП должно отсутствовать и электрическое поле. Такой вывод следует и из уравнения (24) при $\mathbf{F} = 0$ и $\nabla p = 0$, в соответствии с которым при ненулевом электрическом поле течение эфира в СП должно было бы неограниченно возрастать.

Нулевым магнитному и электрическому полям может соответствовать течение эфира с постоянной во времени и пространстве плотностью потока эфира $\rho \mathbf{u} = const$.

Экспериментально и теоретически установлено проникновение магнитного поля лишь в очень тонкий приповерхностный слой сверхпроводника, см., например: [28, с. 322].

В эфирном представлении, как и в теории сверхпроводимости на двойниковых границах, см. [70; 116–118], а также п. 12.5, сверхпроводящий ток течёт над приповерхностным слоем. Поэтому вращение сверхпроводника не должно приводить к движению этого слоя, иначе имелось бы его сцепление с поверхностью, то есть сверхпроводимость отсутствовала бы.

Таким образом, при вращении сверхпроводника хорошее сцепление его материала с эфиром возможно только в приповерхностном слое (изнутри СП). Такое сцепление обеспечивает

большое количество дислокаций кристаллической структуры сверхпроводника – двойниковых границ (ДГ). Иными словами, вращение сверхпроводника возбуждает завихренное течение эфира в его приповерхностном слое в направлении вращения, то есть в приповерхностном слое образуется электрический ток (127), текущий в направлении вращения.

В экспериментах [178–180] измерялось магнитное поле на оси вращения сверхпроводниковой цилиндрической оболочки. Утверждается [178, с. 190, левая колонка внизу], что использование цилиндра достаточной высоты позволяет избежать краевых эффектов. Это означает, что в модели данного эксперимента важно рассматривать кольцевой ток, текущий по некоторой площадке (полосе) приповерхностного слоя, а не в некоторой её малой части, см. заштрихованную область на рис. 14.

Дополнительным аргументом в пользу рассмотрения тока во всей площадке является совместное участие близко расположенных ДГ в создании завихренного течения эфира (электрического тока), а также направленное действие каждой ДГ из-за её ямообразной формы.

Кроме того, наблюдается точное выравнивание магнитного поля вращающегося СП вдоль оси вращения. Такой эффект использовался в космическом проекте «Gravity Probe B» [ru.wikipedia.org/wiki/Gravity_Probe_B] для измерения с высокой точностью магнитных полей четырёх сверхпроводящих гироскопов. Точное выравнивание магнитного поля естественно ожидать от тока по поверхности площадки, а не от тока в наборе тонких колец на ней.

Таким образом, более адекватной представляется модель создания магнитного поля кольцевым током в приповерхностном слое СП, а не модель соленоида с независимыми токами в витках.

В п. 19.1 по закону Био – Савара, выведенного из уравнений эфира (см. п. 7), получена формула (206), которая связывает магнитное поле, создаваемое на оси кольцевого тока, с угловой скоростью движения электрического тока:

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{m,0}}{c} \omega S \mathbf{i}_z.$$

Площадь S тока в приповерхностном слое СП (с внутренней стороны) состоит из набора площадок размером $l_B l_{\text{ДГ}}$, см. рис. 14, где l_B – глубина проникновения магнитного поля в СП, $l_{\text{ДГ}}$ – длина двойниковой границы.

По аналогии с числом лопастей пропеллера или лопаток турбины в задаче создания газогидродинамического течения естественно предположить, что увеличение количества площадок $l_B l_{\text{ДГ}}$ выше некоторого числа $N_{\text{ДГ}}^*$ уже не приводит к заметному увеличению создаваемого ими тока или характера течения эфира.

При оценке S необходимо учитывать ток только с ближней к оси вращения стороны сверхпроводящей цилиндрической оболочки, так как СП не имеет магнитного поля внутри и поэтому экранирует магнитное поле тока с её внешней стороны.

Таким образом, имеем

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{m,0}}{c} N_{\text{ДГ}}^* l_B l_{\text{ДГ}} \omega \mathbf{i}_z.$$

Длины l_B и $l_{\text{ДГ}}$ известны из эксперимента и являются практически универсальными для типичных СП: $l_B \approx 2.5 - 5 \cdot 10^{-4}$ [см] [179, с. 460, левая колонка; 28, с. 322]; $l_{\text{ДГ}} \approx 5 - 7 \cdot 10^{-8}$ [см] [70, 116].

Тогда для верхних значений l_B и $l_{\text{ДГ}}$ получаем

$$\mathbf{B} \approx 4.9 \cdot 10^{-19} N_{\text{ДГ}}^* \omega \mathbf{i}_z,$$

В экспериментах разных авторов [178–180] с цилиндрическими СП оболочками разного размера, сделанными из различных материалов, наблюдалось выполнение с погрешностью до $\pm 8\%$ следующего соотношения

$$\mathbf{B} \approx 1.137 \cdot 10^{-7} \omega \mathbf{i}_z \text{ [Гаусс]}. \quad (311)$$

Последние две формулы дают значение третьей универсальной для СП константы

$$N_{\text{ДГ}}^* \approx 2.3 \cdot 10^{11}.$$

Поверхностная плотность двойниковых границ оценена в [70, с. 68–71; 116, с. 15] и составляет $\sim 10^8 - 10^{10}$ [шт/см²]. Поэтому полученное число $N_{\text{ДГ}}^*$ достигается уже на площадке ~ 10 [см²]. В экспериментах [178–180] площади поверхности сверхпроводников значительно превосходили данное значение.

Представленный здесь эфирный вывод формулы (311) на основе измерений в экспериментах показывает возможность объяснения момента Лондона без введения электронов и наделения некоторой их части свойствами суперэлектронов. Электроны могут двигаться в эфире, но соотношение (311) выполнено и без них.

Причина возникновения момента Лондона в эфирной интерпретации – создание двойниковыми границами приповерхностного слоя сверхпроводника завихренного течения эфира с угловой скоростью, пропорциональной скорости вращения СП. Отметим, что структуру течения эфира около ДГ усложняет приращение давления эфира $dp_{\mathbf{v}_{\text{ДГ}}}$ (198), возникающее из-за наложения её собственного магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{ДГ}}$ [116, с. 11] и линейной скорости эфира \mathbf{V} , создаваемой вращением СП. Вектор $\mathbf{B}_{\text{ДГ}}$ лежит в плоскости приповерхностного слоя, поэтому приращение

давления $dp_{v,дг}$ или э.д.с. Жуковского (199) создаётся в направлении вектора $d\mathbf{l}$, непараллельного плоскости поверхности СП.

Из формул (20), (311) при $\rho \approx \rho_0$ (221) находим угловую скорость вращения эфира на оси цилиндра

$$\frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u} \approx \frac{1.137 \cdot 10^{-7}}{2c\rho_0} \omega \mathbf{i}_z \approx 6.3 \cdot 10^{-6} \omega \mathbf{i}_z.$$

Видно, что вращение эфира на оси заметно отстаёт от вращения тела.

Добиться большего магнитного поля можно вращением эфира более мелкими, чем двойниковые границы, структурами. Эфир обладает крайне малой вязкостью (см. п. 21.7), а ньютонии очень малым размером (228), поэтому такие структуры будут более эффективно создавать завихренное течение.

С эфирной точки зрения завихрение эфира лежит и в основе эффекта Барнетта, состоящего в усилении магнитного поля вращающегося вдоль оси симметрии ферромагнетика [28, с. 310; ru.wikipedia.org/wiki/Эффект_Барнетта; 180, с. 222]. Приращение поля в этом случае оказывается также пропорциональным угловой скорости вращения, причём с близким к (311) коэффициентом пропорциональности.

В эфирной трактовке усиление поля ферромагнетика определяется тем же механизмом, что и в СП: раскруткой эфира двойниковыми границами кристаллов, из которых он состоит. Это объясняет близкий коэффициент сцепления материала с эфиром.

При температуре меньше точки Кюри ферромагнетик спонтанно намагничен, см., например: [28, с. 312]. Поэтому при его вращении, так же как в униполярном генераторе (п. 18.11), возникает э.д.с.

Количественный анализ поля, создаваемого вращающимся сплошным ферромагнетиком, является более сложной задачей,

так как требует анализа течения эфира во всём объёме ферромагнетика, а не только в приповерхностном слое, как в СП.

Вращение сплошного ферромагнетика или другого объекта закручивает течение эфира во всём его объёме.

Магнитное поле (20) характеризует завихренность плотности потока эфира в данной точке объёма:

$$\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho\mathbf{u}) = c(\rho\nabla \times \mathbf{u} + \nabla\rho \times \mathbf{u}).$$

Если в вихре в этой точке плотность эфира меняется слабо $\nabla\rho \approx 0$, то магнитное поле выражается через угловую скорость вращения вихря $\boldsymbol{\omega}_u$:

$$\mathbf{B} \approx c\rho\nabla \times \mathbf{u} = 2c\rho\boldsymbol{\omega}_u.$$

Таким образом, среднее приращение магнитного поля $\bar{\mathbf{B}}$ внутри и около вращающегося сплошного объекта определяется средней плотностью эфира $\bar{\rho}$ и угловой скоростью вращения $\boldsymbol{\omega}_u$ в создающихся в его объёме вихрях, которые возникают при движении элементарных структур, таких как ДГ:

$$\bar{\mathbf{B}} \approx 2c\bar{\rho}\boldsymbol{\omega}_u.$$

Физика, отказавшись от понятия среды, вынуждена вместо описания рассматриваемого явления двумя параметрами эфира $\bar{\rho}$ и $\boldsymbol{\omega}_u$ привлекать электроны (или другие частицы). В физике коэффициент в зависимости $\bar{\mathbf{B}}$ от угловой скорости вращения объекта $\boldsymbol{\omega}$ считается пропорциональным так называемому гиромагнитному отношению: $|e|/(2m_e c)$, см., например, обзор [ru.wikipedia.org/wiki/Гиромагнитное_отношение]. Однако для удовлетворения экспериментам в физике приходится вводить ещё множитель Ланде g , который рассчитывается в квантовой механике:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{g} \frac{2m_e c}{|e|} \boldsymbol{\omega}.$$

В результате получается громоздкая модель явления, включающая многочисленные постулаты квантовой механики. Сравнить значение $\bar{B} = 2c\bar{\rho}\omega_{\text{и}}$ и B , полученное с использованием гиромангнитного отношения, можно будет после построения эфирной модели структуры вещества.

Проведённый анализ ещё раз показывает, что современная физика вместо поиска сути явлений систематически использует подход, создающий лишь иллюзию понимания: вводит неподходящие для описания явления объекты (в данном случае электроны), а потом с помощью многочисленных гипотез квантовой механики и вероятностного подхода избавляется от тех их свойств, которые противоречат экспериментам, или добавляет объектам новые свойства.

Формула (311) выведена теоретически Ф. Лондоном [177, с. 82] исходя из рассмотрения движения сверхпроводящих электронов (суперэлектронов).

Однако трактовка создаваемого вращающимся сверхпроводником тока как результата движения электронов приводит к противоречию с направлением магнитного поля в эксперименте, см. рис. 14. Если бы именно движущиеся в направлении вращения электроны переносили ток, то, согласно определению направления тока как направления движения положительных зарядов (см., например: [28, с. 173]), ток электронов должен течь против направления вращения. Тогда направление магнитного поля, в соответствии с уравнением Ампера (29), (33) или законом Био – Савара (п. 7), должно быть противоположно наблюдаемому в эксперименте (311).

Возможно, причина совпадения магнитного поля в теории Лондона с экспериментом – рассмотрение в ней уравнения для обобщённого импульса суперэлектронов в качестве исходного [177, с. 64, 70, 79], которое включает сумму импульса суперэлектрона и векторного потенциала: $p_s = mv_s + eA/c$. Векторный

потенциал характеризует течение плотности энергии эфира $\mathbf{A} = \mathbf{cru}$ (см. п. 2.3), поэтому в теории Лондона изначально учитывается движение электрона в потоке эфира. Кроме того, теория Лондона использует уравнение движения электронной жидкости [177, с. 53–57], математическая форма которого является частным случаем уравнения движения эфира (5).

В 2006 году были проведены эксперименты, показавшие возникновение притяжения при вращении сверхпроводника с наращиванием угловой скорости вращения [www.membrana.ru/particle/9819; ru.wikipedia.org/wiki/Сверхпроводимость#Гравитомагнитный_момент_Лондона]. Наблюдаемый эффект назван «гравитомагнитный момент Лондона».

С точки зрения теории эфира данный результат вполне ожидаем, причём не только для сверхпроводников, так как, согласно уравнению движения эфира (5), ускорение плотности потока эфира в левой части уравнения при отсутствии внешних сил должно приводить к появлению градиента давления эфира в правой части, который может обуславливать притяжение объектов. Однако притяжение объектов может быть вызвано не только гравитацией, но и, например, электростатической индукцией, см. п. 18.13. Поэтому гравитомагнитный момент Лондона, как и заявляют сами авторы, требует дополнительного изучения.

23.6.4. Создание в эфире фантома вращением магнитного диска

Многочисленные наблюдения показывают возможность длительного существования в эфире вихрей и других течений. Поэтому одним из направлений экспериментального изучения эфира является создание или разрушение эфирных течений в лабораторных условиях.

Подходящим объектом для экспериментов является магнит, так как вокруг него имеется сильное вихревое течение эфира, см.

п. 19. Кроме того, как показано в экспериментах с униполярным генератором, см. п. 23.3, вращение магнита придаёт дополнительное движение эфиру, который раскручивается практически вместе с магнитом. Использованная вставка в виде медного диска служит лишь для обеспечения хорошего контакта при съёме тока и не существенна для закрутки эфира, так как униполярный генератор работает и без медного диска. Таким образом, материал, из которого состоит магнит, при вращении механически взаимодействует с эфиром, увлекая его за собой.

В экспериментах с униполярным генератором, описанных в п. 23.3, вращение эфира магнитом регистрировалось по возникновению электрического тока при замыкании оси вращения с внешним обводом магнита. Там же оценено соответствующее этому вращению эфира магнитное поле: $|\mathbf{B}_V| \sim 4 \cdot 10^{-4}$ [Т]. Данное значение на порядок больше магнитного поля Земли, поэтому \mathbf{B}_V можно пытаться измерить непосредственно. Но для этого необходим магнитометр, способный регистрировать магнитное поле ~ 1 [Т] с точностью пять-шесть знаков после десятичной точки.

Однако обнаружить создаваемое вращающимся магнитом движение эфира можно и без многозарядного магнитометра. Соответствующий эксперимент предложил Ф.С. Зайцев и провёл его совместно с В.А. Чижовым. Использовался тот же униполярный генератор, что и в п. 23.3, но цепь между осью вращения и внешним обводом магнита оставалась разомкнутой с целью выделения эффекта вращения в чистом виде.

Магнит крутился с частотой ~ 3000 [об/мин] в течение ~ 10 [мин]. Чем больше промежуток времени, тем более глубокую раскрутку эфира следует ожидать. Вместо применения высокоточного магнитометра весь стенд с вращающимся магнитом быстро удалялся на расстояние более 2 [м], откуда магнит не мог влиять на измерения. На место вращавшегося магнита на расстоянии 0.63 его радиуса, где линейная скорость вращения уже вы-

сока, но краевые эффекты ещё не так заметны, сразу устанавливался трёхмерный датчик Холла. Использовался датчик, встроенный в мобильный телефон Sony Xperia LT26i с интерфейсом Physics Toolbox Magnetometer v. 1.4.3 компании Vieyra Software. Датчик этого телефона измеряет относительно малые магнитные поля: от 10^{-8} до $3 \cdot 10^{-3}$ [Т].

Магнитное поле Земли в указанной выше точке до размещения в ней стенда с магнитом составляло ≈ 50 [мкТ]. При различных направлениях вращения и положениях оси вращения сразу после удаления стенда магнитное поле в той же точке оказывалось на $\sim 10 - 20$ % меньше. Восстановление магнитного поля до ≈ 50 [мкТ] происходило не сразу, а в течение 3 – 6 [мин].

При удалении стенда с невращавшимся магнитом и быстрой установке датчика магнитное поле Земли в рассматриваемой точке практически не отличалось от 50 [мкТ]. Это показывает существенность вращения магнита.

Наблюдаемое изменение магнитного поля Земли не объясняется образованием течения заряженных частиц в воздухе при вращении магнита, так как в воздухе концентрации положительных и отрицательных ионов очень малы и практически равны, концентрация электронов вообще пренебрежимо мала, см. приложение 6, а источники неоновой ионизации отсутствовали. Тем не менее было бы целесообразно перепроверить данный эксперимент в вакууме.

В эфирной интерпретации вращающийся магнит создаёт течение эфира, которое частично разрушает вихревое течение эфира магнитного поля Земли. После удаления магнита остаётся течение достаточно сложной геометрии, так как оно определяется структурой материала магнита, её неоднородностями и сколами, неоднородностью поля магнита, возникающей при его изготовлении. Кроме того, имеет место изменение направления магнитного поля магнита на противоположное при переходе через край диска. Все эти эффекты, а также способы удаления

стенда и внесения датчика могут сказываться в той или иной степени на остаточном течении эфира.

В данном эксперименте принципиальным является относительно долгое сохранение течения эфира на месте вращавшегося магнита, которое проявляется в частичном разрушении магнитного поля Земли. Иными словами, наблюдается образование в эфире долгоживущего фантома – неоднородного течения в эфире. Медленное исчезновение фантома объясняется малыми вязкостью и самодиффузией в эфире, см. п. 21.7, 21.8, благодаря чему отсутствует быстрое размывание созданного в эфире течения.

Сравнение теоретических представлений об эфире и экспериментальных данных позволяет сделать вывод об их хорошем соответствии друг другу.

В следующем варианте эксперимента выяснялась роль неоднородности вращающегося магнитного поля в создании фантома. Для возмущения магнитного поля диска на его противоположных плоскостях вблизи внешнего обвода размещались два дополнительных магнита, каждый ≈ 0.3 [Т] и диаметром 17 [мм]. Магниты располагались по диагонали во избежание возникновения биений при вращении. После удаления стенда магнитное поле оказалось на ~ 3 % меньше, чем в случае вращения магнитного диска без дополнительных магнитов. Время восстановления магнитного поля Земли увеличилось заметнее, на ~ 20 %. Таким образом, в данном эксперименте неоднородность вращающегося магнитного поля сказывается на поведении эфира после удаления стенда, но всё же большее влияние имеет материал, из которого изготовлен магнитный диск.

Описанные эксперименты непосредственно подтверждают существование эфира, а также указывают направление разработки технических устройств для более тесного взаимодействия с ним.

23.6.5. Электромагнитное поле, создаваемое камертоном

Интересные опыты с камертонами проведены А.Р. Лепёшкиным, см. [168], а также доклад 24.05.2018 в ЦИАМ. При возбуждении камертона регистрировались электрическое и магнитное поля.

Объяснение данных наблюдений инерцией свободных электронов не выдерживает проверки, так как, согласно п. 23.2.1, в условиях квазинейтральности проводника и отсутствия значительных внешних сил свободные электроны, если и имеются, не могут смещаться относительно узлов кристаллической решётки проводника на расстояния, большие межатомных. Движение квазинейтрального проводника не порождает электрический ток, а следовательно, не порождает и электромагнитное поле.

В эфирной интерпретации причина появления электромагнитного поля та же, что и в униполярном генераторе, так как на каждом периоде колебаний движение свободного конца камертона близко к движению по окружности. Количественное изучение данного эффекта проводится по методике, представленной в п. 18.11, 23.3.

23.6.6. Магнитное поле вращающегося немагнитного диска. Проект экспериментов

В данном разделе представлен проект экспериментов по изучению эффекта механического воздействия вещества на эфир при вращении различных немагнитных материалов.

Необходимо изготовить тонкостенный диск из немагнитного металла с контейнером, который можно заполнять различными веществами, см. рис. 15. Металл хорошо пропускает эфир, а тонкие стенки облегчают этот процесс. Нужно обеспечить возможность длительного вращения диска (десять минут и часы) с

как можно большей угловой скоростью, так как из-за крайне малого размера ньютониев их трудно привести в движение веществом.

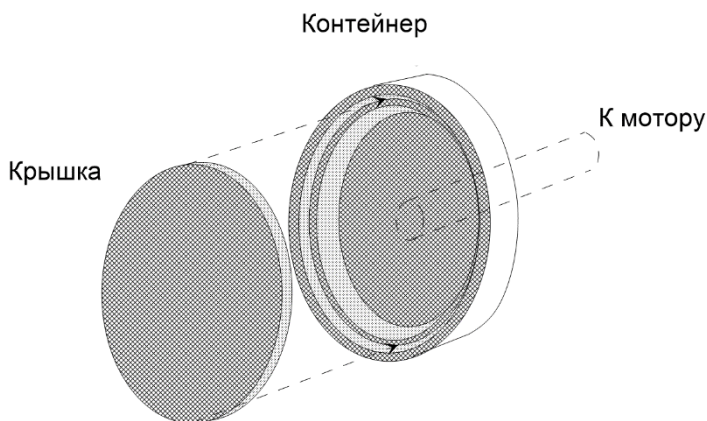


Рис. 15. Схема диска с контейнером.

С помощью высокоточного магнитометра следует измерить магнитное поле \mathbf{B} внутри неврещающегося и вращающегося дисков и вычислить разность $\Delta\mathbf{B}$. Подчеркнем, что измерение \mathbf{B} рядом с диском может дать лишь приблизительный результат, так как из-за очень малой вязкости и самодиффузии эфира (п. 21.7, 21.8) раскрутка соседних с диском слоёв эфира затруднена. Иными словами, генерируемое вращением диска течение эфира вне диска может быть значительно слабее.

В качестве альтернативы, упрощающей оборудование, можно измерять \mathbf{B} в месте вращения диска после его резкого сдвига вдоль оси симметрии, как в п. 23.6.4.

Убедиться, что создание $\Delta\mathbf{B} \neq 0$ не связано с движением заряда на диске, можно его кратковременным заземлением или проведением эксперимента в вакууме.

Важно исключить влияние внешних магнитных полей на вращающийся диск.

Электромотор должен находиться вдали от диска.

Магнитное поле Земли можно обнулить расположенной на расстоянии от диска системой магнитов. Исключить его влияние также можно, сориентировав плоскость диска параллельно магнитному полю Земли. Тогда обобщённая сила Жуковского не будет иметь компоненты в азимутальном направлении (в цилиндрической системе координат с осью вдоль оси вращения) и электрический ток в этом направлении не будет появляться. Эта сила может иметь компоненты вдоль оси вращения и в радиальном направлении, но в этих направлениях контур не замкнут, поэтому электрический ток не течёт и не вызывает появления магнитного поля. Создаваемый силой Жуковского в этих направлениях градиент давления приводит к возникновению потенциального электрического поля (72), но, согласно (26), оно не порождает магнитное поле (в отсутствие внешних непотенциальных сил).

Слабая зависимость $\Delta\mathbf{B}$ от расстояния до оси вращения диска подтвердит отсутствие свободных электронов в диске. Иначе свободные электроны должны были бы смещаться под действием инерции к внешнему обводу диска. В этом случае вблизи оси вращения возникал бы положительный заряд, а на периферии – отрицательный. В результате вращения этих зарядов вместе с диском электрический ток около оси и на периферии тёк бы в разные стороны и у создаваемого им магнитного поля $\Delta\mathbf{B}$ имелся бы минимум по радиусу. Кроме того, наличие электрического поля в той или иной точке на диске можно проверять подвешенной на нити или паутинке соломинкой.

Интересно измерить величину и направление $\Delta\mathbf{B}$ для разных материалов, определить время, необходимое для максимальной раскрутки эфира, время естественной остановки его движения и остановки вращением материала в противоположную сторону.

В эфирной интерпретации возникновение $\Delta \mathbf{B}$ объясняется созданием структурными элементами вращающегося немагнитного вещества плотности течения эфира $\rho \mathbf{V}$ с ненулевым ротором $\Delta \mathbf{B} \equiv \mathbf{B}_V = c \nabla \times (\rho \mathbf{V})$, см. формулу (20). Данный эффект аналогичен возникновению завихрённого течения эфира в униполярном генераторе, см. п. 23.3. Отличия состоят в рассмотрении здесь немагнитного материала и отсутствии замкнутого контура, соединяющего ось вращения с периферией диска.

Оценим магнитное поле \mathbf{B}_V , создаваемое вращением немагнитного материала. Представим линейную скорость вращения эфира \mathbf{V} в виде (201)

$$\mathbf{V} = R \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r.$$

При $\alpha \neq -1$ течение эфира является вихревым, так как $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$. Величина α и вектор $\boldsymbol{\omega}$ определяются структурой вращаемого материала. При $\alpha = 1$ эфир вращается вместе с диском, так как $\mathbf{V} = r \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r$. В опытах п. 23.3 значение α оказалось равным 1.3, то есть эфир вращался практически вместе с диском. Если создать материал, для которого $\alpha < 1$, то при его вращении вблизи оси должен наблюдаться сильный рост $|\mathbf{B}_V|$.

Вектор магнитного поля, соответствующий вихрю (201), вычисляется по формуле (20)

$$\mathbf{B}_V = c \nabla \times (\rho \mathbf{V}) = c \nabla \times \left(\rho R \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r \right).$$

В случае плотности эфира ρ , не зависящей от координаты вдоль оси вращения, вектор \mathbf{B}_V направлен вдоль этой оси. Для $\rho \approx \rho_0$, где ρ_0 – плотность невозмущённого эфира (221), и постоянной угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$:

$$\mathbf{B}_V = c\rho_0|\boldsymbol{\omega}|(\alpha + 1)\left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha-1} \mathbf{i}_z.$$

Величина угловой скорости вращения эфира $|\boldsymbol{\omega}|$ связана с частотой n , измеряемой в [об/мин], соотношением $|\boldsymbol{\omega}| = 2\pi n/60$ [рад/с]. Тогда

$$\mathbf{B}_V \approx 10^{-3} n (\alpha + 1) \left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha-1} \mathbf{i}_z.$$

Как уже отмечалось, угловая скорость вращения эфира $\boldsymbol{\omega}$ (а значит и линейная скорость \mathbf{V}) не обязательно совпадает с угловой скоростью вращения диска. Соотношение этих скоростей зависит от материала диска и времени, прошедшего с начала вращения диска. Поэтому в данной формуле *величина n может быть меньше частоты вращения диска.*

Для $\alpha \approx 1$ имеем

$$\mathbf{B}_V \approx 2 \cdot 10^{-3} n \mathbf{i}_z.$$

При частоте вращения эфира $n = 3000$ [об/мин]

$$|\mathbf{B}_V| \approx 6 \text{ [Гаусс]} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ [Т]},$$

что на порядок больше магнитного поля Земли. То есть такая величина должна быть заметна на фоне магнитного поля Земли.

Интересно сравнить результат измерения $|\mathbf{B}_V|$ для материала с обычным и увеличенным числом двойниковых границ. В последнем случае можно ожидать усиление $|\mathbf{B}_V|$, так как двойниковые границы имеют свою структуру, отличную от основной структуры материала, и должны усиливать завихрение эфира.

Предложенные эксперименты могут дать дополнительное подтверждение существования эфира.

23.6.7. Опыт с вращающимся диском и флюгером

Идея предлагаемого здесь эксперимента является модификацией опыта [182], в котором Д.С. Баранов и В.Н. Зателепин рассматривали влияние вращения диска на флюгер, подвешенный на тонкой нити. Между медным флюгером и диском из стали СТЗ помещалась пластина (заслонка) из меди или другого материала. При определённом её расположении флюгер начинал вращаться. С увеличением частоты вращения диска возрастала частота вращения флюгера. В опытах установлено, что влияние диска заметно изолируется металлом, полиэтиленом, бумагой, но не устраняется тонкой металлической сеткой.

Эксперимент [182] не удалось объяснить обычными физическими эффектами: воздушные и тепловые потоки от диска тщательно изолировались от внешней среды с помощью полиэтиленового кожуха; не обнаружена связь воздействия диска на флюгер с какими-либо электрическими зарядами; эффект вращения оставался при замене медной пластины флюгера на полиэтиленовую, которая не должна быть подвержена заметному влиянию магнитного поля, в том числе от мотора, вращающего диск. Не объясняет вращение флюгера и акустическое воздействие, например давление звуковых волн. Измерения звука чувствительным микрофоном и осциллографом показали, что амплитуды звука в разных направлениях и разных точках пространства близки.

Однако при замене вышедшего из строя двигателя с магнитным приводом (магнитной муфтой) на двигатель со шкивом эффект вращения флюгера перестал наблюдаться. Это обстоятельство, а также отдельные постановочные эксперименты с враще-

нием магнита около флюгеров различных конструкций, выполненные Ф.С. Зайцевым, привели к выводу, что либо в опыте [182] наблюдался эффект электромагнитной индукции от использованного первоначально мотора с магнитной муфтой, либо эфир раскручивался в основном магнитной муфтой, а не диском.

В любом случае идея демонстрации механического движения под действием эфира заслуживает особого внимания. Основная проблема приведения флюгера в движение потоком эфира, созданным диском, состоит в подборе материала для диска, который бы хорошо раскручивал эфир, *создавая течение эфира не только внутри, но и вне диска*, и материала для флюгера и заклонки, который бы хорошо его задерживал. В то же время флюгер должен быть достаточно лёгким для обеспечения чувствительности. Необходимо длительное раскручивание диска из-за плохого механического сцепления эфира с обычными веществами (вследствие малых размеров и вязкости ньютониев).

Интересно отметить, что эксперимент Баранова – Зателепина и предлагаемая ниже его модификация не требуют специального оборудования. Поэтому такие опыты могли быть поставлены сотни лет назад. Однако сведений о проведении подобных экспериментов в прошлом не найдено.

Вид сверху схемы предлагаемого эксперимента изображён на рис. 16.

Начало системы координат расположено в центре вращающегося диска O_1 . Диск окружён тонким цилиндром, изолирующим движение воздуха, но пропускающим течение эфира. Такой цилиндр не требуется, если эксперимент проводится в вакууме.

Флюгер представляет собой прямоугольную пластину длиной l_0 и высотой h_0 , подвешенную на тонкой нити. Ось вращения флюгера проходит через точку O_2 и делит его на две одинаковые прямоугольные лопатки.

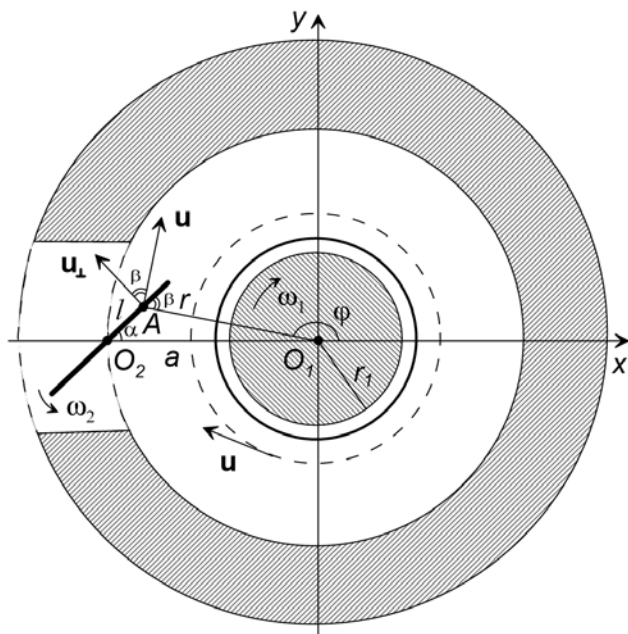


Рис. 16. Схема эксперимента с вращающимся диском и флюгером.

Широкое цилиндрическое кольцо с разрезом (заслонка) препятствует течению эфира, сгенерированного вращением диска. В результате это течение воздействует в основном на лопатку, находящуюся вне разреза (вне тени). Если течение эфира тормозится о лопатку, то переданный импульс приводит к вращению флюгера с угловой скоростью ω_2 .

Результаты п. 23.6.4 позволяют рассмотреть альтернативный вариант эксперимента, в котором сначала длительно раскручивается большой диск радиуса O_1O_2 . Затем он быстро удаляется и в области вращения размещается кольцо с флюгером. Такой вариант эксперимента не требует раскрутки эфира вне диска.

Получим теоретическую оценку угловой скорости ω_2 в конструкции, показанной на рис. 16.

Анализ экспериментов с униполярным генератором показал, что вращение проводящего диска вызывает вращение эфира. Причём эфир движется практически вместе с диском, см. с. 407.

Известно, что вращение цилиндра слабосжимаемой среды как твёрдого тела представляет собой круглый цилиндрический вихрь постоянной завихренности Γ [15, с. 297]. Непрерывное поле скоростей внутри и вне такого вихря вычислено аналитически, например, в [15, с. 297, 298]. Вне вихря вектор скорости среды \mathbf{u} всегда направлен перпендикулярно радиус-вектору \mathbf{r} :

$$u_x = \frac{\Gamma}{2\pi r} \sin \varphi, \quad u_y = \frac{\Gamma}{2\pi r} \cos \varphi, \quad \Gamma = 2\pi\omega_1 r_1^2,$$

где r_1 – радиус вихря, ω_1 – его угловая скорость, (r, φ) – цилиндрические координаты точки вне окружности радиуса r_1 .

Оценим угловую скорость ω_2 вращения флюгера в таком течении эфира.

Отметим, что в реальных условиях из-за неоднородностей и дефектов кристаллической решётки диска, неровностей его поверхности и вращения в воздушной среде, а не в вакууме установившееся течение эфира может оказаться спиралевидным. Здесь такое течение не рассматривается, то есть радиальная компонента скорости считается пренебрежимо малой. Однако приведённые ниже количественные результаты могут быть обобщены и на случай ненулевой радиальной скорости.

Для упрощения выкладок будем предполагать, что флюгер непроницаем для относительно слабого потока эфира, поток эфира передаёт флюгеру импульс только вне теневой области $\alpha \in [-\pi/2, \pi/2]$ (если длина лопатки $l_0/2$ достаточно мала) и вращение флюгера вызывает лишь поперечная к его плоскости компонента потока эфира

$$u_{\perp} = |\mathbf{u}| \cos \beta = |\omega_1| r_1^2 \frac{\cos \beta}{r}, \quad \beta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right].$$

Кроме того, будем считать, что в рассматриваемой области плотность эфира меняется слабо $\rho_m \approx \rho_{m,0}$.

Плотность кинетической энергии поперечного к лопатке потока эфира в точке A есть $\rho_{m,0} u_{\perp}^2$ (12). В элементарном объёме $l d\alpha dl dh$ около точки A кинетическая энергия равна

$$dK_{\perp} = \rho_{m,0} u_{\perp}^2 l d\alpha dl dh.$$

Суммируя по всему объёму, ометаемому одной лопаткой флюгера вне тени, находим кинетическую энергию поперечной компоненты потока эфира в этом объёме

$$\begin{aligned} K_{\perp} &= \int_0^{h_0} \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \rho_{m,0} u_{\perp}^2 l d\alpha dl dh = \\ &= \rho_{m,0} h_0 \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} l u_{\perp}^2 d\alpha dl = \\ &= \rho_{m,0} h_0 (\omega_1 r_1^2)^2 \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{l \cos^2 \beta}{r^2} d\alpha dl. \end{aligned}$$

Из треугольника $\triangle O_1 O_2 A$ (рис. 16), применяя дважды теорему косинусов, находим

$$r^2 = a^2 + l^2 - 2al \cos \alpha, \quad \cos(\pi - \beta) = \frac{l^2 + r^2 - a^2}{2lr}.$$

Тогда, учитывая, что $\cos(\pi - \beta) = -\cos \beta$,

$$K_{\perp} = \rho_{m,0} h_0 (\omega_1 r_1^2)^2 \int_0^{l_0/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{l(2l^2 - 2al \cos \alpha)^2}{4l^2(a^2 + l^2 - 2al \cos \alpha)^2} d\alpha dl =$$

$$\rho_{m,0} h_0 (\omega_1 r_1^2)^2 \int_0^{l_0/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{l(l - a \cos \alpha)^2}{(a^2 + l^2 - 2al \cos \alpha)^2} d\alpha dl.$$

Данный интеграл может быть найден аналитически в системе символьных вычислений Maple [www.maplesoft.com]. Однако результат получается слишком громоздким для анализа. Поэтому рассмотрим эксперимент, в котором размер лопатки $l_0/2$ много меньше расстояния a между осями вращения диска и флюгера: $l_0/2 \ll a$. В этом случае

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{(l - a \cos \alpha)^2}{(a^2 + l^2 - 2al \cos \alpha)^2} d\alpha \approx \frac{\pi}{2a^2}$$

и кинетическая энергия поперечной к лопатке компоненты потока эфира в объёме, ометаемом одной лопаткой вне тени, равна

$$K_{\perp} = \rho_{m,0} (\omega_1 r_1^2)^2 \frac{\pi}{16} \frac{h_0 l_0^2}{a^2}.$$

За один полный оборот флюгера не затенённая перегородкой область течения эфира проходится дважды: по одному разу каждой лопаткой. Поэтому на одном полном обороте эфир воздействует на флюгер с энергией $2K_{\perp}$, если течение эфира слабо меняется за это время.

Далее будем рассматривать половину оборота флюгера, соответствующую прохождению незатенённой области одной лопаткой. На каждом j -м прохождении этой области, $j = 1, \dots, N$,

угловая скорость вращения флюгера получает приращение $\Delta\omega_{2,j}$, и за N полуоборотов становится равной

$$\omega_{2,N} = \sum_{j=1}^N \Delta\omega_{2,j}. \quad (312)$$

Для оценки $\omega_{2,N}$ пренебрежём энергией, идущей на закрутку нити, и применим упрощённую модель взаимодействия потока эфира со структурными элементами материала флюгера. Будем полагать, что на j -м полуобороте вся кинетическая энергия эфира K_{\perp} в незатённой области, ометаемой одной лопаткой, расходуется на приращение кинетической энергии вращения флюгера $K_{\Delta\omega_{2,j}}$ и преодоление им энергии сопротивления воздуха $2K_{в,j}$, где $K_{в,j}$ – энергия сопротивления воздуха одной лопатке:

$$K_{\perp} = K_{\Delta\omega_{2,j}} + 2K_{в,j}. \quad (313)$$

То есть проведём оценку $\omega_{2,N}$ сверху.

Кинетическая энергия пластины флюгера, вращающейся с угловой скоростью $\Delta\omega_2$ вокруг оси O_2 , определяется её моментом инерции I [26, с. 186, 196]:

$$K_{\Delta\omega_{2,j}} = \frac{1}{2} I (\Delta\omega_{2,j})^2, \quad I = \frac{m}{12} l_0^2,$$

где m – масса пластины.

Рассчитаем теперь энергию $K_{в,j}$ сопротивления воздуха на j -м полуобороте одной лопатки флюгера.

В условиях $\omega_2 \sim 3$ [рад/с], $l_0 \sim 5$ [см], плотности воздуха $\rho_в \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ [г/см³] и его вязкости $\mu_в \approx 1.8 \cdot 10^{-4}$ [г/(с · см)]

число Рейнольдса $Re = vl_0\rho_B/\mu_B = (\omega_2 l_0/2)l_0\rho_B/\mu_B$ больше единицы: $Re \sim 3 \cdot 10^2$. Поэтому в модели торможения флюгера воздухом можно пренебречь сопротивлением вязкости [26, с. 525–527; 14, с. 447–453; 183, с. 67]. Сопротивление вязкости становится существенным при $Re = (\omega_2 l/2)l\rho_B/\mu_B < 1$, что выполнено лишь вблизи оси вращения флюгера $l \lesssim 0.3$ [см]. Кроме того, пренебрежём волновым сопротивлением [6, с. 242, 243] и сжимаемостью воздуха.

Ввиду относительности движения проблема нахождения силы, действующей на движущийся объект в неподвижной среде, эквивалентна проблеме нахождения силы, действующей на неподвижный объект в соответствующей движущейся среде [26, с. 520].

Для больших чисел Рейнольдса вывод общей формулы для силы лобового сопротивления непроницаемого объекта набегающему потоку осложняется тем, что структурные элементы потока при встрече с объектом не теряют скорость полностью, а обтекают объект [6, с. 239–246]. Поэтому в формулу Ньютона для получаемого объектом импульса вносят поправочный коэффициент сопротивления c_R , характеризующий интенсивность торможения потока [6, с. 241, формула (78)] и для силы сопротивления принимают формулу

$$R = c_R \frac{\rho_{\Pi} v^2}{2} S,$$

где ρ_{Π} и v – плотность и скорость набегающего потока, S – площадь проекции объекта на плоскость, перпендикулярную к направлению движения потока. Коэффициент c_R обычно определяется опытным путём. Значения c_R для прямоугольных пластин приведены, например, в [6, с. 249].

Вращение флюгера вызывает вращение воздуха. В результате скорость движения воздуха относительно флюгера уменьшается по сравнению со скоростью движения флюгера. Этот эффект будем характеризовать коэффициентом γ_j , то есть будем рассматривать скорость набегающего потока в виде $\gamma_j v$. Для силы сопротивления такому потоку имеем

$$R = c_R \frac{\rho_{\text{п}} (\gamma_j v)^2}{2} S. \quad (314)$$

Итак, согласно (314), на j -м полуобороте, когда $v = \omega_{2,j} l$, со стороны элементарной площадки лопатки $dldh$ около точки A в поперечном к площадке направлении на воздух действует сила

$$d\mathbf{R} = \mathbf{i}_{u_{\perp}} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{в}} (\omega_{2,j} l)^2}{2} dldh,$$

где $\mathbf{i}_{u_{\perp}} = \mathbf{u}_{\perp} / |\mathbf{u}_{\perp}|$ – единичный вектор, $\rho_{\text{в}}$ – плотность воздуха. Эта сила совершает работу

$$dK_{\text{в},j} = d\mathbf{R} \cdot \mathbf{i}_{u_{\perp}} l d\alpha = c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{в}} (\omega_{2,j} l)^2}{2} l d\alpha dldh.$$

Работа всей лопатки при прохождении незатенённой области даётся интегралом

$$\begin{aligned} K_{\text{в},j} &= \int_0^{h_0} \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{в}} (\omega_{2,j} l)^2}{2} l d\alpha dldh = \\ &= \pi h_0 c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{в}} \omega_{2,j}^2}{2} \int_0^{\frac{l_0}{2}} l^3 dl = \frac{\pi h_0 l_0^4}{64} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{в}} \omega_{2,j}^2}{2}. \end{aligned}$$

Подставим полученные соотношения в формулу (313)

$$\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2 \frac{\pi}{16} \frac{h_0 l_0^2}{a^2} = \frac{m}{24} l_0^2 (\Delta\omega_{2,j})^2 + 2 \frac{\pi h_0 l_0^4}{64} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_B \omega_{2,j}^2}{2},$$

$$\frac{\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2} = \frac{2m}{3\pi h_0} (\Delta\omega_{2,j})^2 + \frac{l_0^2}{4} c_R \gamma_j^2 \rho_B \omega_{2,j}^2.$$

Учтём, что

$$\omega_{2,j} = \omega_{2,j-1} + \Delta\omega_{2,j}, \quad j = 1, \dots, N,$$

где $\omega_{2,0} = 0$, так как раскручивание флюгера происходит из состояния покоя.

Тогда для приращения угловой скорости $\Delta\omega_{2,j}$ на j -м полуобороте получаем квадратное уравнение

$$(a_1 + b_1)(\Delta\omega_{2,j})^2 + 2b_1\omega_{2,j-1}\Delta\omega_{2,j} + b_1\omega_{2,j-1}^2 - c_1 = 0,$$

$$a_1 \equiv \frac{2m}{3\pi h_0}, \quad b_1 \equiv \frac{l_0^2}{4} c_R \gamma_j^2 \rho_B, \quad c_1 \equiv \frac{\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2}. \quad (315)$$

При $j = 1$ из (315) имеем

$$\omega_{2,1} = \Delta\omega_{2,1} = \sqrt{\frac{c_1}{a_1 + b_1}} = \sqrt{\frac{\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2 \left(\frac{2m}{3\pi h_0} + \frac{l_0^2}{4} c_R \gamma_j^2 \rho_B \right)}}$$

где знак плюс выбран для вращения флюгера против часовой стрелки, которое в математике считается положительным.

Решение $\Delta\omega_{2,2}$ квадратного уравнения (315) при $j = 2$

$$(a_1 + b_1)(\Delta\omega_{2,2})^2 + 2b_1\omega_{2,1}\Delta\omega_{2,2} + b_1\omega_{2,1}^2 - c_1 = 0$$

есть

$$\Delta\omega_{2,2} = \frac{-b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - (a_1 + b_1)(b_1\omega_{2,1}^2 - c_1)}}{a_1 + b_1}.$$

Выбираем положительный корень (знак «+»), так как величина скорости вращения флюгера увеличивается.

Для угловой скорости вращения флюгера на втором полуобороте получаем

$$\omega_{2,2} = \omega_{2,1} + \Delta\omega_{2,2}.$$

Действуя последовательно, находим все приращения угловой скорости $\Delta\omega_{2,j}$, $j = 1, \dots, N$ и определяем угловую скорость флюгера $\omega_{2,N}$ за N полуоборотов (312).

В установившемся режиме угловая скорость и скорость воздуха перестают меняться $\omega_{2,j} \equiv \omega_{2,\infty}$, $\Delta\omega_{2,j} = 0$, $\gamma_j = \gamma$, и уравнение баланса энергий (315) упрощается

$$b_1\omega_{2,\infty}^2 - c_1 = 0.$$

Отсюда

$$\omega_{2,\infty} = \sqrt{\frac{c_1}{b_1}} = \sqrt{\frac{4\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2 l_0^2 c_R \gamma^2 \rho_B}} = 2 \frac{|\omega_1| r_1^2}{a l_0} \sqrt{\frac{\rho_{m,0}}{c_R \gamma^2 \rho_B}}.$$

Для параметров $r_1 = 5$, $l_0 = 6$, $a = 12$ [см], $\omega_1 = 524$ [рад/с] ≈ 5000 [об/мин], $\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ [г/см³] (222), $\rho_B \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ [г/см³], $c_R = 1.15$ [6, с. 249], $\gamma \sim 0.1$ получаем угловую скорость вращения флюгера $\omega_{2,\infty} \sim 4.4$ [рад/с] ≈ 42 [об/мин].

В случае частичного проникновения течения эфира сквозь лопатку $\omega_{2,\infty}$ уменьшится.

Интересно, что значение $\omega_{2,\infty}$ соответствует по порядку величины угловой скорости, наблюдаемой в эксперименте [182]. Если в [182] вращение флюгера было вызвано течением эфира, то такое соответствие свидетельствует в пользу существования эфира.

Целесообразно провести обсуждаемый эксперимент в вакууме, где нет сопротивления воздуха и других, связанных с воздухом эффектов. Тогда в (315) $b_1 = 0$ и приращение на полуобороте флюгера будет составлять

$$\Delta\omega_{2,j} = \sqrt{\frac{c_1}{a_1}} = \frac{|\omega_1| r_1^2}{a} \sqrt{\frac{3\pi h_0 \rho_{m,0}}{2m}},$$

пока подвеска флюгера не начнёт оказывать сопротивление. Например, для параметров $r_1 = 5$, $l_0 = 6$, $a = 12$, $h_0 = 3$ [см], $\omega_1 = 524$ [рад/с] ≈ 5000 [об/мин], $m = 10$ [г], $\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ [г/см³] (222) приращение составит $\Delta\omega_{2,j} \sim 0.058$ [рад/с] ≈ 0.55 [об/мин].

Вращение флюгера в вакууме и соответствие приращений его теоретической и экспериментальной угловых скоростей будет дополнительным фактом, подтверждающим адекватность описания явлений природы с помощью рассматриваемой в книге модели эфира.

Кроме того, измерение в вакууме приращения $\Delta\omega_2$ угловой скорости флюгера за пол-оборота позволит получить экспериментально оценку плотности эфира $\rho_{m,0}$, так как при $b_1 = 0$ из уравнения (315) имеем

$$a_1(\Delta\omega_2)^2 - c_1 = 0,$$

$$\frac{2m}{3\pi h_0} (\Delta\omega_2)^2 = \frac{\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2},$$

$$\rho_{m,0} = \frac{2ma^2(\Delta\omega_2)^2}{3\pi h_0(\omega_1 r_1^2)^2}.$$

23.6.8. Ошибочные трактовки движения объектов в некоторых опытах как результата механического взаимодействия с эфиром

В Интернете и устных обсуждениях часто возникает дискуссия об интерпретации вращения тех или иных объектов как результата их механического взаимодействия с движущимся эфиром.

Исследования в данной книге (п. 21, 23) позволяют заключить, что обеспечение механического взаимодействия вещества с квазипостоянным течением эфира является крайне сложной технической задачей, требующей разработки специальных материалов. Главная причина этого состоит в принципиально разных по величине размерах ньютониев и атомов, а также очень малой вязкости эфира. В результате ньютонии имеют возможность более или менее свободно протекать через совокупности атомов.

Во многих случаях вращение объекта оказывается вызванным наведением в нём вихревых токов (токов Фуко) при изменении во времени потока действующего на объект магнитного поля. Например, такой эффект объясняет вращение металлического пропеллера или рамки в поле вращающегося слабо неоднородного магнита, а также вращение тонкого проводящего диска в электромагнитных шумах. Проверить возникновение токов Фуко можно хорошо известными способами – нанесением просечек на объекте или заменой его материала на непроводящий [28, п. 65].

Вращение соломинки, подвешенной на тонкой нити, можно в первую очередь объяснить эффектом электростатической индукции (п. 18.13). Проверяется такое объяснение размещением соломинки в клетке Фарадея (п. 18.13, 18.14).

Важно тщательно изучить возможность возникновения эффектов электромагнитной и электростатической индукции, прежде чем утверждать о наблюдении механического взаимодействия объекта с эфиром. Иначе, как это показывает практика, можно впустую потратить много сил и времени.

23.7. О разрушении материала вращением

Известно, что материалы при достаточно быстром вращении разрушаются. Обсудим эфирный механизм такого разрушения.

Оценим сначала частоту вращения материала, необходимую для достижения давления сублимации p_s (см. п. 21.12), при котором материал распадается на атомы.

В п. 23.3 показано, что вращение диска влечёт вращение эфира с некоторой скоростью \mathbf{V} , близкой к линейной скорости вращения диска. Движение эфира связано с градиентом давления (5). При $\rho \approx \rho_{m,0}$ и $\mathbf{F} = 0$ из (5) имеем

$$\rho_{m,0} \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla p.$$

Для кругового движения с постоянной угловой скоростью ω

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\omega^2 r \mathbf{i}_r,$$

где \mathbf{i}_r – единичный радиальный вектор цилиндрических координат с осью, совпадающей с осью вращения.

Тогда

$$\rho_{m,0} \omega^2 r \mathbf{i}_r = \nabla p.$$

То есть градиент давления при вращении эфира с постоянной угловой скоростью ω имеет только радиальную компоненту и направлен от оси диска

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_{m,0} \omega^2 r.$$

Такое давление эфира растёт с ростом r .

Разность давлений Δp на границах кольца $r \in [r_0, R]$ получаем интегрированием по r

$$\Delta p = \rho_{m,0} \omega^2 \frac{R^2 - r_0^2}{2}.$$

Материал диска начнёт распадаться на атомы, если созданное вращением давление Δp достигнет давления сублимации p_s .

$$p_s = \rho_{m,0} \omega^2 \frac{R^2 - r_0^2}{2}.$$

Отсюда находим требуемую для распада угловую скорость ω , а по ней и требуемую частоту вращения n [об/мин]: $\omega = 2\pi n/60$ [рад/с],

$$n = \pm \frac{60}{2\pi} \sqrt{\frac{2p_s}{\rho_{m,0}(R^2 - r_0^2)}}.$$

В экспериментах из п. 23.3 в медном диске при частоте $n = 2500$ [об/мин] создаётся давление эфира $\Delta p \sim 10^{-4}$ [Па]. Для сублимации меди $p_s = 4.66 \cdot 10^{11}$ [дин/см²] надо было бы раскрутить диск до $n \approx 5 \cdot 10^{10}$ [об/мин]. При этом линейная скорость на краю диска $\omega R \approx 2.2 \cdot 10^{10}$ должна была бы приблизиться к скорости света. Достижение таких оборотов не реально.

Поэтому давление эфира, вызванное вращением диска с постоянной угловой скоростью, не является причиной разрушения материала.

Оценим роль давления силы Жуковского в разрушении вращением. Рассмотрим следующую модель вращения эфира материалом. Будем считать, что материал мгновенно создаёт скорость \mathbf{V} в вихревом течении эфира $\rho\mathbf{V}$. При такой интерпретации вращения внутри материала возникает обобщённая сила Жуковского, создающая, в соответствии с (198), давление эфира

$$dp_{\mathbf{V}} = k_{m,0} \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l}, \quad \mathbf{B}_{\mathbf{V}} = \nabla \times (\rho\mathbf{V}).$$

Величина $dp_{\mathbf{V}}$ для обычных скоростей мала по сравнению с давлением сублимации p_s . Например, в экспериментах из п. 23.3 разность давлений эфира на внешнем и внутреннем радиусах диска за счёт вращения эфира со скоростью \mathbf{V} при частоте $n = 2500$ [об/мин] составляет приблизительно $\Delta p_{\mathbf{V}} \sim (R - r_0)k_{m,0}\mathbf{V} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}}/c \sim 10^{-4}$ [Па].

Так как $\Delta p_{\mathbf{V}} \sim n^2$, то достичь давления сублимации $\Delta p \sim p_s$, при котором происходит разрушение материала, за счёт увеличения n не реально. Поэтому давление обобщённой силы Жуковского также не является причиной разрушения материала вращением.

Из проведённых оценок заключаем, что в обычных условиях вращение диска с типичными скоростями не может приводить к его разрушению за счёт достижения в пространстве между атомами давления эфира, вызванного вращением, значения давления сублимации.

Однако реальные материалы всегда имеют дефекты различных пространственных масштабов. Атомарные и кластерные структуры в дефектах меньше препятствуют выравниванию

внутреннего давления эфира с внешним из-за бóльших характерных расстояний в дефектах. Поэтому давление эфира в дефектах значительно ближе к давлению невозмущённого эфира и для разрушения материала по дефектам требуется создать меньшее дополнительное давление. В рамках такой трактовки давление эфира в дефектах можно оценить по известной угловой частоте разрушения материала как разность давления невозмущённого эфира и давления, созданного вращением.

Большее давление эфира в дефектах даёт простое объяснение механизма известного явления: чем больше дефектов в веществе, тем обычно легче его разрушить растяжением.

23.8. Разрушение материала лазером

В работе [172] приведены результаты экспериментов по облучению кристаллического висмута фемтосекундным лазером. Получен, как пишут авторы [172], удивительный с точки зрения физики результат: разрушение (плавление) висмута наступает за время, меньшее времени теплового колебания атома кристаллической решётки, то есть за время, на котором атомы ещё не успевают раскачаться. Авторы [172] интерпретируют этот эффект изменением лазером потенциальной энергии поверхности решётки. Однако такое объяснение вряд ли состоятельно, так как за время разрушения поверхность решётки также не успевает получить заметный импульс от волны лазерного излучения.

Дадим эфирную трактовку данного эксперимента. Оценим давление (плотность энергии), создаваемое волной лазера внутри висмута. Энергию $h\nu$ фотона лазера, при которой наступает разрушение кристалла, разделим на объём межатомного пространства. Получим давление эфира, при котором происходит разрушение:

$$p_s \sim \frac{h\nu}{(r_m - r_i)^3},$$

где r_m – межатомное расстояние, r_i – радиус иона атома решётки. Для $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ [Дж · с], частоты излучения лазера $\nu = c/\lambda = 3.87 \cdot 10^{14}$ [1/с] и параметров висмута $r_{m,Bi} \sim 4.746 \cdot 10^{-10}$ [м], $r_{Bi} \approx 0.74 \cdot 10^{-10}$ [м] (см., например: [ru.wikipedia.org/wiki/Висмут]) получаем $p_{s,Bi} \sim 0.0736 \cdot 10^{11}$ [Па].

По методике п. 21.12 находим внутреннее давление эфира в висмуте $p_{int,Bi} = p_0 - p_{s,Bi} \sim 1.026 \cdot 10^{11}$ [Па]. Сравнение с давлением эфира в висмуте и в других веществах из таблицы п. 21.12, с. 366, показывает адекватность оценки $p_{int,Bi}$, полученной с помощью плотности энергии лазера, при которой происходит быстрое разрушение висмута.

Таким образом, как и в экспериментах, проанализированных в п. 18.10, 21.12, разрушение висмута наступает при создании лазером внутри висмута давления, близкого к давлению невозмущённого эфира p_0 (224).

Рассмотренный эксперимент с лазером даёт ещё один способ определения давления эфира в веществах, помимо взрыва проволок (п. 18.10) и измерения энергии сублимации (п. 21.12).

23.9. Эксперименты в техническом вакууме

Состояние разреженного газа, находящегося при давлении ниже атмосферного, называется вакуумом [36, с. 215] или техническим вакуумом, чтобы подчеркнуть наличие некоторого остаточного количества молекул газа.

Степень разрежения газа характеризуется соотношением между средней длиной свободного пробега λ , соответствующей столкновениям молекул газа, и линейными размерами сосуда d , в котором находится газ. Различают сверхвысокий $\lambda \gg d$, высокий $\lambda > d$, средний $\lambda \leq d$ и низкий $\lambda \ll d$ вакуум.

Проведение экспериментов в высоком и сверхвысоком вакууме позволяет минимизировать влияние молекул газа на изучаемые процессы, то есть исследовать процессы в чистом виде.

Важность экспериментов с электричеством в вакууме определяется возможностью непосредственного исследования течений эфира. Кроме того, в вакууме облегчается изучение устройства микромира.

23.9.1. Темновой ток

Рассмотрим явления, возникающие между электродами в вакууме под действием электрического поля. В высоком вакууме (средняя длина свободного пробега молекул больше размеров сосуда [36, с. 215]) с ростом электрического поля до $E \lesssim 10^7$ [В/см] возникает так называемый темновой ток [184, с. 89; 121, п. 25.6, с. 575]. При дальнейшем увеличении E происходит пробой – разряд с резко падающей вольтамперной характеристикой, сопровождающийся изменением поверхности электродов [184, с. 89]. Ещё более высокое поле E приводит к взрыву проводника, см. п. 18.10 и приведённую там литературу, а также ссылки в конце п. 25.1 справочника [121].

Инициирование при $E > 10^7$ [В/см] пробойного электрического тока в вакууме [185, с. 197; 186, с. 27] убедительно объясняется в классической физике эмиссией из катода электронов, энергия которых увеличилась под воздействием E до значения работы выхода, позволяющего преодолеть силы связи с телом [121, гл. 25; 185, п. 11.2.6; 187, гл. XVII]. Например, ток при термоэлектронной эмиссии в широком диапазоне температур хорошо описывается формулой Ричардсона – Дэшмана с поправкой Шоттки, учитывающей внешнее электрическое поле [188, гл. 3, п. 7; 36, с. 423].

Катодный механизм инициирования пробоя считается основным [186, с. 26].

При больших полях $E > 10^7$ [В/см] ток в вакууме может быть обусловлен целым рядом эффектов: движением электронов, вырывааемых полем из поверхности катода под действием электрического поля; вторичной эмиссией, возникающей за счёт бомбардировки соответствующих электродов ускоренными в E электронами и ионами [185, с. 197]; выбиванием электронов под действием света и т. д.

Для теории эфира наибольший интерес представляет рассмотрение темновых (допробивных) токов в вакууме, которые возникают при $E < 10^7$ [В/см], так как их природа не до конца выяснена [184, с. 72]. Соответствующие разряды можно отнести к тёмному таунсендовскому разряду [185, гл. 12.2.2], но в вакууме.

Например, проанализируем экспериментальные данные об иницировании разряда в глубоком вакууме из монографии [189]. В ней на рис. 3.4 приведены график тока и фотографии свечения. На промежутке времени $0 - 10$ [нс] при $E = 20 \cdot 10^3 / (0.35 \cdot 10^{-1}) \approx 6 \cdot 10^5 \ll 10^7$ [В/см] ток уже регистрируется, даже имеется его заметный всплеск в момент 0.5 [нс], несмотря на то, что такое E ещё не должно приводить к эмиссии электронов (см. подпункт 4 ниже). Кроме того, с 4-й наносекунды начинается свечение на катоде. Если свечение катода вызвано эмиссией электронов, то они ускоряются в поле E , например, до скорости $0.1c$ за $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ [нс] на расстоянии ~ 0.05 [мм]. Но при скорости $0.1c$ электроны должны появиться на аноде, расстояние до которого 0.35 [мм], через $\sim 10^{-2}$ [нс] и вызвать его свечение, а оно наблюдается лишь через 10 [нс].

Другой пример – проблема трактовки запаздывания пробоя при создании разности потенциалов [186, с. 27; 189, с. 54]. Запаздывание объясняется инерционностью джоулева разогрева катода и началом эмиссии электронов с его микровыступов [190, с. 266]. При этом не разъясняется механизм разогрева, когда поле

E ещё недостаточно для выброса электронов с микровыступов, а ток уже наблюдается.

Нет также объяснения роста максимально возможной силы темнового тока с улучшением глубокого вакуума [184, с. 71].

Экспериментальному изучению темновых токов посвящены обширные исследования, см., например: [184, гл. 3]. Основная проблема их теоретического объяснения состоит в том, что темновые токи наблюдаются при напряжённости электрического поля, в 100 – 1000 раз меньшей, чем это вытекает из формулы Шоттки [188, с. 103; 185, с. 197, 208; 190, с. 266], учитывающей внешнее электрическое поле. Более того, они могут оказывать кинетическое (механическое) действие [191, с. 756]. Таким образом, в электронно-ионной теории проводимости вакуума имеется противоречие: электроны при полях $E < 10^7$ [В/см] не могут в большом количестве вырваться из электрода и заметного электрического тока не должно быть, а он наблюдается.

Для разрешения данного противоречия современная физика, отказавшаяся от понятия эфира и не связывающая электрический ток с течением эфира, вынуждена придать электронам в проводнике выходящее за рамки классической физики туннельное свойство, которое позволило бы им в большом количестве покидать электрод. Физика объясняет темновые токи исключительно туннельной (автоэлектронной, полевой, холодной) эмиссией электронов из катода как прохождение за его границу электронов любой скорости в виде волны [36, с. 423; 188, гл. 3, п. 4, 8; 185, п. 6.5.1; 193, с. 204–206]. Утверждается, что понять механизм темновых токов возможно только на основе волновой (квантовой) механики [28, с. 449; 194, с. 154].

Однако важно подчеркнуть, что для разумной интерпретации явлений, таких как пробой в глубоком вакууме, современная физика всё же вынуждена вводить понятие некоторой среды, в которой происходят процессы. Например, квантовая механика наделяет вакуум энергетическими свойствами, см., например,

обзор в [ru.wikipedia.org/wiki/Вакуум]. Согласно квантовой механике, пробой в глубоком вакууме объясняется с помощью самопроизвольного рождения виртуальных электрон-позитронных пар и разрыва их электрическим полем [28, с. 390; ru.wikipedia.org/wiki/Поляризация_вакуума]. Виртуальные частицы в квантовой теории поля фактически выполняют роль некоторой среды, обеспечивая различное взаимодействие реальных частиц, при этом точный механизм взаимодействий считается до сих пор не установленным [36, с. 882].

Темновые токи исследовались во многих сотнях экспериментов, см. ссылки на литературу в [184, гл. 3; 191, гл. 12; 185, с. 388]. Однако описания некоторых, требуемых для адекватной интерпретации, деталей найти не удалось. Поэтому авторы совместно с В.А. Чижовым, И.Н. Степановым и С.М. Годиным провели дополнительные опыты, в которых изучались вольт-амперная характеристика, особенности свечения электродов, механическое воздействие катодно-анодных лучей и влияние на них внешнего магнитного поля. Количественные оценки параметров течения эфира в данных экспериментах представлены в п. 23.9.2–23.9.4.

Подчеркнём, что анализ световых явлений около электродов и в вакуумном промежутке в сочетании с вольт-амперной характеристикой является стандартной методикой при изучении электрических разрядов в вакууме, дающей наиболее ценную информацию, см., например: [189, п. 3.2].

По определению низкий вакуум начинается с уменьшением атмосферного давления до 1 [мм. рт. ст.] (см. [36, с. 215]), то есть в 760 раз. В наших опытах использовался масляный насос Vi220SV с фильтром на патрубке, идущем к вакуумной камере, который минимизирует попадание в неё масла. Данный насос даёт остаточное давление в $N_{\text{вак}} = 5 \cdot 10^4$ раз меньше атмосферного: $2 \text{ [Па]} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ [бар]} \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ [мм. рт. ст.]}$.

Ниже, в подпункте 2, будет показано, что в наших экспериментах средняя длина пробега ускоренных электрическим полем электронов в эффекте ионизации молекул больше размеров сосуда. Поэтому с точки зрения процессов ионизации нейтралов электронами используемый вакуум с остаточным давлением 2 [Па] можно классифицировать как достаточно высокий [36, с. 215]. Большой по сравнению с размером камеры ионизационный пробег электронов приводит к отсутствию лавинообразного механизма их размножения [185, с. 339]. В этом состоит одно из главных отличий данных экспериментов от типичных вакуумных разрядов в длинных трубках и разрядов при атмосферном давлении.

Подтвердить полученные здесь результаты можно экспериментами в более глубоком вакууме, однако это уже потребует специального оборудования для откачки воздуха и более высокого напряжения для создания темнового тока, а также защиты от возможного рентгеновского излучения.

Вакуумная камера представляла собой стеклянный колпак цилиндрической формы объёмом ~ 7 литров (радиус основания ≈ 10 [см], высота ≈ 22 [см]), закрытый снизу стальным диском. В кольцевом пазу диска располагалась прокладка из вакуумной резины, которая покрывалась вакуумной смазкой для обеспечения надёжной герметизации. После откачки воздуха и выключения насоса давление 2 [Па] в камере держалось более 12 часов, что говорит о хорошей изоляции камеры от внешнего давления.

На периферии внутри вакуумной камеры располагалась тонкая сетка из оцинкованной стали (клетка Фарадея). Сетка экранирует воздействие внешних зарядов, например, наведённых на стекле, и даёт возможность изучать форму и яркость возникающего на ней свечения. Один из электродов монтировался в сетку и имел с ней проводящий контакт, его остриё выступало из сетки на ~ 1 [см]. Другой электрод располагался внутри камеры. Каждый электрод представлял собой медную проволоку сечением

2.5 [мм²] с заострённым концом. Расстояние между остриями составляло около 4 [см].

Схема эксперимента изображена на рис. 17.

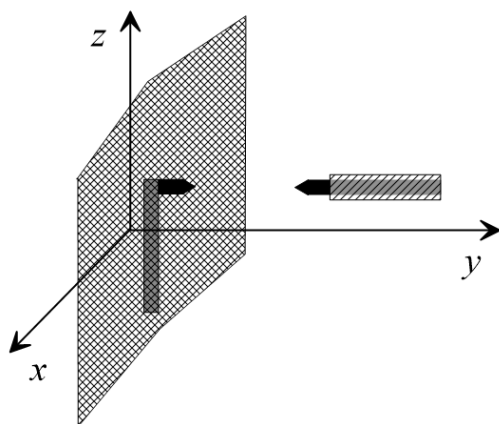


Рис. 17. Схема расположения электродов и части сетки.

Измерение напряжения и тока проводилось осциллографом OWON SDS7102, а также мультиметром MAS838. Напряжение между электродами регулировалось ЛАТЕРОм (автотрансформатором), соединённым с умножающим трансформатором. Такая система позволяла получать напряжения до 30 [кВ]. Конструкция умножающего напряжение трансформатора ограничивала величину тока в цепи значением 15 [мА].

Эксперименты проводились в изолированном от солнечного света помещении при температурах ≈ 5 и ≈ 20 С^o.

В установившемся режиме между электродами регистрировалась разность потенциалов $\sim 500 - 10^3$ [В] при токе $\sim 1 - 10$ [мА]. Инициализация тока не требовала существенного превышения этой разности потенциалов. Электрическое поле со-

ставляло $E \sim 10^3 \text{ [В]} / 4 \text{ [см]} = 250 \text{ [В/см]}$. Наблюдались признаки темнового тока [184, с. 71]: голубовато-фиолетовое свечение электродов, отсутствие разогрева электродов и заметного изменения их поверхности. Свечение между электродами было более тусклым, чем на них. Такой разряд можно отнести к одному из режимов тлеющего разряда в вакууме [185, гл. 12].

Проанализируем все основные эффекты, известные для разрядов, и покажем, что данные наблюдения не удаётся объяснить движением заряженных частиц. Проведём рассуждения на основе понятий средней длины свободного пробега и эффективного сечения. Такая методика даёт приближённые оценки, см., например: [27, с. 324]. Однако более детальное изучение процессов в остаточном воздухе является слишком сложной задачей, так как в общем случае требует численного решения системы кинетических уравнений для всех содержащихся в нём частиц.

1. Рассмотрим вклад в ток свободных электронов и ионов, имеющих в остаточном воздухе.

Наличие электронов и ионов в воздухе обусловлено процессами, связанными с воздействием быстрых частиц, приходящих из космоса и земли, а также с естественной радиоактивностью.

В приложении 5 на с. 597 показано, что при уменьшенном в $N_{\text{вак}} = 5 \cdot 10^4$ раз давлении концентрация электронов составляет $n_e \sim 16.3 \text{ [1/см}^3\text{]}$, а плотность положительных и отрицательных ионов – $n_i \sim 23.7 \text{ [1/см}^3\text{]}$. Такая фоновая плотность заряженных частиц в остаточном газе постоянно поддерживается внешними источниками.

Оценим скорость, приобретаемую электронами в электрическом поле, и соответствующий ей ток.

Средняя длина свободного пробега электронов при упругих столкновениях в газе есть $\lambda_{e,\text{упр}} = 1/(n_0\sigma)$ [36, с. 209; 185, с. 40, формулы (2.3), (2.6), (2.8), (2.9)], где n_0 –

плотность молекул газа, σ – эффективное сечение упругих столкновений. Экстраполируем сечение σ упругого рассеяния электронов на молекулах N_2 и O_2 (основные компоненты воздуха) по данным из [121, с. 393; 175, с. 151, 152] в область энергий $\sim 10^2 - 10^3$ [эВ] значением $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-15}$ [1/см²]. Плотность молекул в остаточном воздухе оценим с помощью числа Лошмидта $2.687 \cdot 10^{19}$: $n_0 \sim 2.687 \cdot 10^{19}/N_{\text{вак}} \sim 5 \cdot 10^{14}$ [1/см³]. Тогда $\lambda_{e,\text{упр}} \sim 0.6$ [см].

В таком случае электрон за время прохода расстояния между центральным электродом и сеткой претерпевает ~ 5 [см]/ $\lambda_{e,\text{упр}} \sim 8$ упругих столкновений с остаточным газом. Потеря энергии электрона в одном упругом столкновении с атомом обычно является малой [185, п. 2.3.2, 2.3.3]. Поэтому здесь изменением энергии электрона за счёт этого процесса можно пренебречь.

Поле $E \sim 250$ [В/см] на расстоянии свободного пробега $\lambda_{e,\text{упр}}$ сообщает электрону энергию $|e|E\lambda_{e,\text{упр}} \sim 150$ [эВ], на расстоянии между электродами 4 [см] – энергию $\sim 10^3$ [эВ] или скорость $v_e \sim 1.9 \cdot 10^9$ [см/с].

Таким образом, свободные электроны в остаточном воздухе при $v_{e,\text{ср}} \sim v_e/2$ могут обеспечить лишь очень малые плотность тока $j_e = en_e v_{e,\text{ср}} \sim 2.5 \cdot 10^{-9}$ [А/см²] и полный ток $I_e = j_e S \approx 5.6 \cdot 10^{-11}$ [А] при $S \approx 0.023$ [см²].

Вследствие квазинейтральности воздуха плотность положительно заряженных частиц приблизительно такая же, как электронов и отрицательно заряженных ионов, но масса иона на 3 – 4 порядка выше массы электрона, поэтому поле E сообщает ионам меньшую скорость и они дают ещё меньший вклад в ток.

2. Проанализируем эффект ионизации нейтральных частиц ускоренными электронами.

Средняя длина свободного пробега электронов в процессе ионизации ими молекул газа есть $\lambda_e = 1/(n_0\sigma_i)$ [36, с. 209; 185, с. 40, формулы (2.3), (2.6), (2.8), (2.9)], где n_0 – плотность молекул, σ_i – эффективное сечение ионизации. Сечение ионизации основных компонент воздуха N_2 и O_2 электронами с энергией от 0.3 до 1 [кэВ] с учётом пропорции концентраций N_2 (78 %) и O_2 (21 %) очень быстро растёт от нуля $\sigma_i = 0$ при 10 [эВ] до $\sigma_i \sim 3 \cdot 10^{-16}$ при $\sim 10^2$ [эВ] и далее очень быстро спадает, составляя $\sigma_i \sim 1.2 \cdot 10^{-16}$ [1/см²] при энергии ~ 1 [кэВ], см. [121, с. 427], а также [175, с. 211, 212]. Для $n_0 \sim 5 \cdot 10^{14}$ [1/см³] в максимуме сечения имеем $\lambda_e \sim 6$ [см], а при остальных значениях σ_i : $\lambda_e \gtrsim 10 - 16$ [см]. Таким образом, во время ускорения электрона средняя длина его свободного пробега в процессе ионизации атомов λ_e оказывается всё время больше расстояния между центральным электродом и сеткой камеры 5 [см]. Поэтому ионизация нейтральных частиц электронами в остаточном воздухе мала и такой механизм не даёт заметного вклада в ток. То есть здесь не образуется лавины электронов, являющейся первичным элементом пробоя во многих типах разрядов [185, с. 339]. В этом данный эксперимент существенно отличается от многих экспериментов с газовыми разрядами в длинных трубках, где межэлектродное расстояние относительно велико и ускоренные электроны успевают ионизировать остаточный газ.

3. Ионизация нейтралов остаточного газа ионами также мала.

В предположении доминирования числа нейтралов над числом ионов среднюю длину свободного пробега иона при упругих столкновениях $\lambda_{i,упр}$ можно грубо оценить по порядку величины средней длиной свободного пробега нейтрала [185, с. 63]. Согласно данным [175, с. 46,

51], для N_2 и O_2 при разрядении в $N_{\text{вак}}$ раз, учитывая обратную пропорциональность длины свободного пробега концентрации атомов, имеем $\lambda_{i,\text{упр}} \sim 6.5 \cdot 10^{-6} N_{\text{вак}} \approx 0.3$ [см].

Таким образом, на расстоянии между электродами 4 [см] ионы, как и электроны, могут набрать энергию $\sim 10^3$ [эВ]. Однако сечение ионизации нейтралов ионами таких энергий меньше сечения ионизации нейтралов электронами (заметная ионизация ионами может начаться с нескольких кэВ или даже десятков кэВ) [197, с. 194; 198]. Поэтому длина свободного пробега иона для процесса ионизации нейтрала больше, чем у электрона, а значит, согласно подпункту 2, ионы попадают на катод, не успевая ионизовать нейтралы.

4. Обсудим возможность эмиссии электронов из электродов под действием электрического поля.

При измеренных поле и токе не должно происходить заметной эмиссии электронов из катода под действием E , так как в этом режиме поле $E \sim 10^3$ [В/см] мало по сравнению с пробойным полем в вакууме $\sim 10^7$ [В/см]. Кроме того, в данных условиях поправка Шоттки (см. формулу (6.7) в [185] или [121, с. 567]), которая учитывает влияние внешнего электрического поля на работу выхода электронов из металла, составляет ~ 0.007 [эВ], что незначительно по сравнению с самой работой выхода ~ 4 [эВ] (см. п. 23.9.6).

Оценки усиления электрического поля на микровыступах, см., например, рассуждения в [28, с. 449; 195, с. 16], скорее всего, дают сильно завышенный результат, так как основываются на придании физического смысла математической абстракции, в которой электрическое поле неограниченно возрастает при стремлении радиуса к

нулю, и не учитывают множество процессов, происходящих рядом с микровыступом и непосредственно на нём, например, поляризацию молекул и разделение зарядов, ослабляющих электрическое поле, возникновение разности потенциалов между остриём микровыступа и поверхностью электрода, а также существенно опираются на предположение о форме и размере этого выступа (например, устремив размер микровыступа к нулю, можно получить сколь угодно большое электрическое поле [28, с. 449]). В любом случае, в эфирной интерпретации, согласно п. 23.9.6, существует режим разряда (величина электрического поля), в котором вытекание эфира из катода происходит без отрыва электронов от атомов из-за недостаточной плотности энергии течения эфира. Этот режим в современной физике связывается с туннелированием электронов.

В не меняющем направлении электрическом поле электронная эмиссия из анода, если имеется, не приводит к увеличению числа свободных электронов, так как они должны быстро притягиваться анодом [185, п. 6.3.4; 188, с. 175].

5. Признаки термоэмиссии электронов или ионов отсутствуют, так как нет красно-жёлтого свечения электродов и существенных изменений их поверхности.
6. Проанализируем возможность эмиссии из катода электронов под воздействием света (фотоэффект, см., например: [188, гл. 4; 193, с. 200–204]).

На электродах наблюдается голубовато-фиолетовое свечение. Мощность испускаемой при этом энергии $W_{эл}$ можно приближённо оценить сравнением яркости свечения с яркостью источника света, например лампы, с известной мощностью излучения $W_{л}$. Поверхностная плотность мощности излучения от лампы на расстоянии R составляет $W_{л}/(4\pi R^2)$. Пусть на светящейся поверхности

электрода площадью $S_{эл}$ эта плотность сравнивается с плотностью излучения электрода $W_{эл}/S_{эл}$: $W_{л}/(4\pi R^2) = W_{эл}/S_{эл}$. Тогда $W_{эл} = W_{л}S_{эл}/(4\pi R^2)$. Испускаемое с электродов свечение становится едва заметным при включении лампы с мощностью излучения $W_{л} \sim 200$ [Вт] на расстоянии $R \sim 100$ [см]. Для площади светящейся поверхности $S_{эл} \sim 1$ [см²] имеем $W_{эл} \sim 0.002$ [Вт].

Согласно [121, с. 575], фототок насыщения на единицу мощности падающего на катод монохроматического излучения равен $I_{\lambda} = 0.807 Y_{\lambda} \lambda$ [мА/Вт], где Y_{λ} – число вышедших с поверхности в вакуум фотоэлектронов, приходящихся на каждый падающий на поверхность катода фотон (квантовый выход), λ – длина волны в [нм]. В ультрафиолетовом диапазоне $\lambda \sim 100$ [нм].

Энергия излучения в ультрафиолетовом диапазоне составляет $h\nu \sim 12$ [эВ]. Квантовый выход Y_{λ} с поверхности чистой меди при энергиях излучения $\lesssim 10$ [эВ] не превышает 10^{-2} электронов на один фотон [121, с. 575; 185, с. 200]. Тогда $I_{\lambda} \approx 1$ [мА/Вт].

Получаем, что если на катод попадает вся энергия излучения анода, то фототок $I_{\phi} = I_{\lambda} W_{эл}$ не превосходит максимально возможной в данном эксперименте величины $2 \cdot 10^{-6}$ [А]. Таким образом, и фототок не может объяснить измеряемое значение тока.

7. Обсудим эмиссию ионов из анода под действием ускоренных электронов.

Известно, что энергия электронов в несколько кэВ и плотность тока электронов порядка 10^{-3} [А/см²] недостаточны для выбивания электронами ионов (электронно-ионной эмиссии) из анода [196, с. 559].

В п. 1 показано, что электроны приобретают в поле энергию порядка 1 [кэВ] и плотность их тока гораздо меньше 10^{-3} [А/см²]. Кроме того, в п. 2–6 установлено

отсутствие источников электронов, которые могли бы заметно изменить исходную концентрацию электронов в воздухе, увеличив плотность их тока. Значит, электронно-ионная эмиссия также не даёт заметного вклада в измеряемый ток.

8. Образование значительного числа отрицательных ионов за счёт получения нейтралом электрона от катода не происходит, так как в условиях эксперимента эмиссии электронов из катода нет (см. подпункт 4). Кроме того, энергия связи электрона с атомом или молекулой в отрицательном ионе (энергия сродства к электрону) [121, с. 421] значительно меньше работы выхода электрона с поверхности металла [121, с. 568]. Поэтому нейтралам не хватает энергии связи для вырывания значительного количества электронов из катода.
9. Образование заметного числа положительных ионов за счёт отрыва электронов от нейтралов электрическим полем происходит при очень больших полях $E \gtrsim 10^8$ [В/см] и связывается с туннелированием электрона, см., например: [197, с. 196; 199, с. 12]. Такие поля обычно приписываются микровыступам анода. Однако в рассматриваемом эксперименте нет увеличения измеряемого E на шесть порядков величины даже по завышенной оценке [28, с. 449].

Кроме того, в эфирной интерпретации ток в проводнике обусловлен в первую очередь движением эфира, а не свободных электронов (см. п. 18.10, 23.6.1, 23.3). Поэтому оторванные от нейтралов электроны, не имея возможности течь по проводнику, должны были бы накапливаться в большом количестве на поверхности анода, а этого не наблюдается.

10. Рассмотрим эффект выбивания ускоренными ионами электронов из катода (ионно-электронная эмиссия).

Ионы на промежутке ~ 5 [см] в поле $E \sim 10^3$ [В/см] могут приобретать энергию ~ 1 [кэВ] (см. подпункт 3). Такой энергии достаточно для преодоления работы выхода электрона ~ 4 [эВ] при столкновении иона с катодом. Однако, согласно подпунктам 1–3, 5, 7–9, заметных источников ионов нет, поэтому ионно-электронная эмиссия может происходить лишь с участием очень небольшого исходного количества ионов (см. подпункт 1). Учитывая, что приходящееся на один кэВный ион число выбиваемых электронов много меньше единицы, см., например: [121, с. 590], такой процесс может увеличить концентрацию электронов лишь незначительно. Таким образом, ионно-электронная эмиссия не даёт заметного вклада в измеряемый ток.

11. Ионно-ионная эмиссия на катоде, если имеется, также не даёт существенного вклада в ток, так как образовавшиеся ионы в не меняющем знак электрическом поле должны быстро притянуться к катоду.

Таким образом, поведение электронов и ионов в рассматриваемом эксперименте не объясняет наблюдаемую величину электрического тока.

Анализ подобных экспериментов, как уже отмечалось, привёл физику к необходимости введения в пустоте энергетических состояний и виртуальных частиц. Такой шаг можно интерпретировать как возврат к понятию среды, в которой происходят все процессы, то есть к эфиру. В физике принят и ещё более экзотический для понимания способ устранения противоречий в теории проводимости вакуума и объяснения начальной стадии разряда в нём – наделение электронов туннельным свойством [188, гл. 3, п. 4, 8; 185, п. 6.5.1].

В данной книге вместо странных теоретических абстракций предложена последовательная, логически объединяющая мно-

жество физических законов, методология интерпретации явлений, основанная на двух постулатах: сохранение количества эфира и количества его движения. В этой методологии темновой ток и сопутствующие явления имеют простое и наглядное объяснение.

В эфирной интерпретации электрический ток является течением эфира с ненулевым ротором ротора, см. п. 12. При достаточном давлении течение эфира вырывается с поверхности электрода наружу и приходит на другой электрод. Электроны и ионы также могут двигаться в потоке эфира между электродами, но, согласно приведённым выше количественным оценкам, основной эффект темнового (допробойного) тока обусловлен течением эфира. Дополнительным подтверждением этого служит выполнение в вакууме (эфире без вещества) аналога закона Видемана – Франца, в котором используется теплопроводность эфира, рассчитанная с помощью кинетики ньютониев, см. п. 21.11.

Достаточно сильный поток эфира возбуждает нейтральные атомы электродов и остаточного воздуха. Возвращаясь в невозбуждённое состояние, атомы испускают кванты света. Наблюдается свечение. Около электродов пространственная неоднородность течения эфира больше, чем между ними, поэтому возбуждение и соответственно свечение около электродов сильнее. Голубовато-фиолетовый цвет свечения обусловлен ярко выраженным присутствием этого цвета в спектрах атомов азота, кислорода, меди, цинка, железа.

Повышение разности потенциалов между электродами соответствует увеличению разности давлений эфира между ними, см. формулу (75). Увеличение разности давлений приводит к усилению течения эфира, которое делает свечение ярче, разогревает электрод, начинает отрывать электроны от атомов (см. п. 23.9.6, 23.9.7) в первую очередь с микровыступов, где прочность материала слабее, и даже может привести к взрыву электрода (см. п.

18.10). С появлением большой эмиссии электронов темновой разряд переходит в пробойный.

Известные ранее и описанные здесь эксперименты позволяют сделать важнейший вывод: отрицательный заряд некоторой области соответствует повышенному давлению эфира внутри неё по сравнению с давлением в окружающей области эфира.

Так, в экспериментах, проведённых в глубоком вакууме независимо разными авторами [189, с. 57–64], показано, что перед возникновением заметного тока свечение начинается с катода (отрицательно заряженного электрода). И в целом, катодный механизм иницирования пробоя считается основным [186, с. 26]. Согласно уравнению движения (5), эфир течёт в сторону меньшего давления. Отсюда заключаем, что в катоде (или в его приграничной области) имеется повышенное давление эфира.

С эфирной точки зрения течение тока от катода к аноду означает, что анод принимает течение эфира. Это возможно при пониженном давлении эфира внутри анода по сравнению с давлением в окружающем его эфире.

В наших экспериментах данные выводы подтверждаются следующими наблюдениями. Свечение неизолированной поверхности катода происходит со всех сторон, а не только со стороны анода (такой эффект наблюдается и на сверхпроводящем катоде [192]). Причём остриё катода светится менее ярко, чем боковые поверхности. Особенно наглядно такая разница в свечении проявляется на коловрате с неизолированными спицами при подключении к нему отрицательного полюса, см. п. 23.9.4. Это означает, что поток эфира начинает вырываться из катода, как только заканчивается изоляция провода и уменьшается расстояние до анода, втягивающего эфир. В первую очередь течение может идти с микровыступов, где атомарная структура ослаблена.

Эффект вытекания эфира из катода при «первой возможности» объясняет образование тёмного пространства около острия

катода, где скорость течения оказывается слабее и меньше возбуждает остаточный газ.

Анод, наоборот, светится в основном вблизи острия. Это можно объяснить закупориванием его неизолированной поверхности втягиваемыми эфиром частицами и ослаблением скорости течения эфира в дальней от катода области. Остриё анода светится ярче, что соответствует началу втягивания эфира в месте наиболее ослабленной атомарной структуры.

Такие выводы подтверждаются и значительно бóльшим пятном свечения на сетке вокруг электрода при подключении к ней отрицательного полюса по сравнению с положительным. На отрицательно заряженной сетке эфир испускается с большей области на ней. При положительно заряженной сетке происходит втягивание эфира в ближайших к острию катода местах.

Вывод об избыточном давлении эфира в катоде соответствует и пониманию эмиссии электронов из катода как выдавливания их эфиром, см. п. 23.9.6.

Иными словами, поверхность катода можно представить как набор сопел на камере с повышенным давлением газа (или малых отверстий в воздушном шаре), а анод – как набор сливных каналов.

В установившемся режиме направление электрического поля между катодом и анодом определяется градиентом давления эфира между ними, см. формулы (72), (15). Если при выходе за границу катода, в котором давление эфира повышено, происходит ускорение течения эфира, а перед поверхностью анода – торможение, то, согласно (15), (72), в случае слабо меняющейся плотности эфира градиент давления направлен к аноду, а электрическое поле – к катоду. Это соответствует принятому в физике направлению электрического поля от положительного заряда к отрицательному, см., например: [28, с. 19, 20].

Необходимость увеличения напряжения (давления эфира) с углублением вакуума при создании темнового тока можно объяснить уменьшением числа столкновений молекул остаточного газа с поверхностями электродов, которое начинает меньше ослаблять связи между атомами в приповерхностных слоях электродов, что затрудняет течение эфира через эти слои.

23.9.2. Темновой ток в присутствии магнита

Детальное количественное изучение процесса выхода потока эфира из катода, течения его в межэлектродном промежутке и втекания в анод требует развития эфирной модели микромира и является направлением дальнейших исследований.

Однако уже сейчас можно найти скорость течения эфира по измеряемой плотности тока и оценить его геометрические параметры по свечению.

С этой целью изучался темновой ток в магнитном поле. Геометрический центр северного полюса постоянного магнита располагался на малом расстоянии от острия электрода так, чтобы магнитное поле было перпендикулярно отрезку, соединяющему острия электродов, см. рис. 18. Рассматривались как не изолированная от тока поверхность магнита, так и изолированная.

Магнитное поле около острия электрода составляло около $0.15 \text{ [Т]} = 0.15 \cdot 10^4 \text{ [Гаусс]}$. Электроны с энергией $\sim 1 \text{ [кэВ]}$ в таком поле имеют малые по сравнению с размерами магнита ларморовские радиусы $r_{L,e} < 0.7 \text{ [мм]}$. Поэтому магнитное поле препятствует достижению электронами острия анода (см. также опыт в [171, с. 478–480]) и его ускорению постоянным электрическим полем в поперечном к магнитному полю направлении.

Однако из-за присутствия электрического поля полного запираания электрона в поперечном к магнитному полю направлении не происходит. В результате электрического дрейфа [28, с. 366] электрон выходит из области постоянного поля магнита за

время $t_d \sim (r_m - 2r_{L,e})/v_d < 6.0 \cdot 10^{-9}$ [с], где $\mathbf{v}_d = c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 \approx 1.7 \cdot 10^7 \mathbf{i}_z$ [см/с] – скорость электрического дрейфа, $r_m = 0.2$ [см] – радиус зоны около центра магнита, где $\mathbf{B} \approx \text{const}$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$.

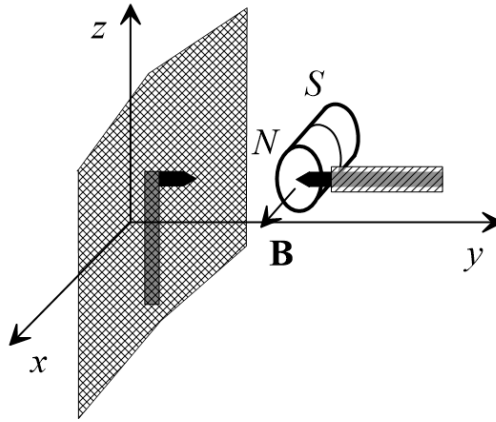


Рис. 18. Схема расположения электродов, магнита и части сетки.

За время удержания t_d электрон успевает совершить $t_d/(v_e/2\pi r_{L,e}) \sim 25$ оборотов по ларморовской окружности и пройти в общей сложности около $25 \cdot 2\pi r_{L,e} \sim 8$ [см]. В подпункте 2 вычислена средняя длина свободного пробега кэВного электрона при ионизации молекул N_2 и O_2 : $\lambda_e \sim 16$ [см]. Поэтому имеющегося пробега электронов, даже с учётом времени удержания, недостаточно для существенной ионизации остаточного газа.

Таким образом, в эксперименте с магнитом нет рождения значительного числа дополнительных заряженных частиц, движение которых могло бы дать заметный вклад в темновой ток.

Данный вывод подтверждается в эксперименте отсутствием полосы свечения в направлении электрического дрейфа около плоскости магнита.

Скорость течения эфира между электродами \mathbf{V} связана с плотностью тока \mathbf{j} , которую можно измерить в эксперименте, по формуле (127)

$$\mathbf{V} = \mathbf{j}/k_{m,0}.$$

Обозначим буквой \mathbf{u} скорость течения эфира, вызванную постоянным магнитом. Создание скорости \mathbf{V} в этом течении приводит к воздействию на элемент объема эфира $d\tau$ обобщенной силы Жуковского $d\mathbf{F}_V$, которая в отсутствие внешних непотенциальных сил, согласно формуле (121), есть

$$d\mathbf{F}_V = \left(\mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho_m \mathbf{u})) + \frac{1}{2} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right) d\tau.$$

Для объемной плотности силы с учётом определения магнитного поля (20) и преобразований, использованных при выводе формулы (128), имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{F}_V}{d\tau} &= \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} \rho_m \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) = \\ &= \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \left(\frac{\mathbf{B}_V}{c} + \frac{1}{k_{m,0}^2} \mathbf{j} \times \nabla \rho_m \right), \end{aligned}$$

где \mathbf{j} – плотность тока между электродами, \mathbf{B}_V – магнитное поле, создаваемое этим током, \mathbf{B} – поле постоянного магнита.

Проинтегрируем уравнение движения эфира (5) на малом промежутке времени Δt для случая $\mathbf{F} = d\mathbf{F}_V/d\tau$

$$\frac{d(\rho_m \mathbf{u})}{dt} = \frac{d\mathbf{F}_V}{d\tau} - \nabla p.$$

Предполагая, что за время Δt правая часть меняется слабо, получим приращение плотности потока эфира $\Delta(\rho_m \mathbf{V})$

$$\Delta(\rho_m \mathbf{V}) \approx \left(\frac{d\mathbf{F}_V}{d\tau} - \nabla p \right) \Delta t.$$

Если и плотность эфира ρ_m слабо меняется за Δt , то для приращения скорости имеем

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{V} &\approx \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{d\mathbf{F}_V}{d\tau} - \nabla p \right) \Delta t = \\ &\frac{1}{\rho_m} \left(\mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \left(\frac{\mathbf{B}_V}{c} + \frac{1}{k_{m,0}^2} \mathbf{j} \times \nabla \rho_m \right) - \nabla p \right) \Delta t. \end{aligned}$$

Интегрируя по Δt , получаем приращение радиус-вектора положения элемента объёма

$$\Delta \mathbf{r} \approx \frac{1}{\rho_m} \left(\mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \left(\frac{\mathbf{B}_V}{c} + \frac{1}{k_{m,0}^2} \mathbf{j} \times \nabla \rho_m \right) - \nabla p \right) \frac{\Delta t^2}{2}.$$

При малом градиенте плотности эфира $\nabla \rho_m \approx 0$ имеем

$$\Delta \mathbf{r} \approx \frac{1}{\rho_m} \left(\mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_V}{c} - \nabla p \right) \frac{\Delta t^2}{2}. \quad (316)$$

В условиях эксперимента у градиента давления эфира ∇p практически нет вертикальной компоненты (см. рис. 18). Поэтому

$$\Delta z \approx \frac{1}{\rho_m} \left(\mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_V}{c} \right) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_z.$$

Первый член в (316) не имеет горизонтальной компоненты. Тогда

$$\begin{aligned} \Delta x &\approx \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_V}{c} - \nabla p \right) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_x, \\ \Delta y &\approx \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{2} k_{m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_V}{c} - \nabla p \right) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_y. \end{aligned}$$

Здесь \mathbf{i}_z , \mathbf{i}_x , \mathbf{i}_y – единичные векторы вдоль осей x , y , z (см. рис. 18).

Оценим Δz и Δx в нашем эксперименте при условии близости ρ_m к невозмущённой плотности эфира $\rho_{m,0}$ (222) и сравним результат с наблюдаемым отклонением свечения.

Имеем $\mathbf{j} = I/S \mathbf{i}_V$, где I – измеряемый ток, S – площадь поперечного сечения области свечения между электродами, \mathbf{i}_V – единичный вектор в направлении скорости течения эфира \mathbf{V} , $\mathbf{i}_V = \pm \mathbf{i}_y$. Для $I \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ [A] = $4.5 \cdot 10^6$ [статA], $S \approx 0.023$ [см²] получаем $\mathbf{j} = 2 \cdot 10^8 \mathbf{i}_V$ [статA/см²]. Тогда при $B \approx 0.15$ [T] = $0.15 \cdot 10^4$ [Гаусс]: $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c \approx \pm 10.0 \mathbf{i}_z$.

Величину поля \mathbf{B}_V , создаваемого током между электродами, оценим по формуле (105) при $R \approx 0.2$ [см], соответствующем расстоянию между остриём электрода и магнитом: $B_V \approx 0.0015$ [Гаусс].

Модуль скорости \mathbf{u} течения эфира, вызванного магнитом, оценим по формуле (20): $|\mathbf{B}| = c|\nabla \times (\rho \mathbf{u})| \approx c\rho_0 |\nabla \times \mathbf{u}| \approx c\rho_0 |\mathbf{u}|/R$: $|\mathbf{u}| \approx |\mathbf{B}| R/(c\rho_0) \approx 3 \cdot 10^4$ [см/с] при $R \sim 0.2$ [см].

Таким образом, первый член в формуле для Δz много больше второго $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c| \approx 10.0 \gg |k_{m,0} \mathbf{u} \times \mathbf{B}_V|/(2c) \approx 6 \cdot 10^{-6}$.

Время, за которое поток эфира проходит зону постоянного \mathbf{B} с учётом обтекания острия электрода: $\Delta t \approx 2r_m/V \approx 1.4 \cdot 10^{-5}$ [с] для $V = j/k_{m,0} \approx 3 \cdot 10^4$ [см/с].

Тогда $\Delta z \approx -0.5$ [см] при течении эфира со скоростью \mathbf{V} вдоль оси Y : $\mathbf{i}_V = \mathbf{i}_y$. Это значение и направление отклонения потока эфира около магнита соответствуют наблюдаемому в эксперименте отклонению светящейся области от горизонтали, когда на сетку подаётся отрицательное напряжение. При смене полярности электродов свечение отклоняется в противоположную сторону $\Delta z \approx 0.5$ [см], что также соответствует полученной аналитической формуле для Δz , так как при этом \mathbf{j} меняется на $-\mathbf{j}$.

Теперь оценим отклонение Δx . Для ∇p в поперечном к току направлении имеем $\nabla p \approx \rho_{m,0}(\mathbf{V} + \mathbf{u})^2/R \mathbf{i}_x \approx 40 \mathbf{i}_x$ при $R \sim 0.2$ [см]. Знак плюс здесь соответствует уменьшению давления эфира в зазоре между электродом и магнитом по сравнению с давлением на внешней к зазору стороне электрода. Уменьшение p , согласно (15), вызвано увеличением скорости, возникающим при сужении области течения эфира.

Учитывая, что второй член в формуле для Δx много больше первого, получаем $\Delta x \approx -1.8$ [см]. То есть поток эфира должен сдвигаться к магниту, который находится от электрода на расстоянии 0.2 [см], и отражаться от него. Соответствующее такой ситуации свечение и наблюдается в эксперименте. Эффект сдвига течения в сторону зазора между электродом и магнитом аналогичен притяжению объектов при продувании между ними воздуха в соответствии с законом Бернулли (см., например: [26, с. 494]).

Подчеркнём, что ускоренные электрическим полем электроны и ионы при столкновениях могут давать вклад в свечение, но, как показано выше, в рассматриваемом эксперименте не они являются основными возбудителями свечения и носителями темнового тока, а завихренное течение эфира.

В эфирной интерпретации описанные в [184, с. 57] попытки найти доли электронов и ионов в темновом токе с помощью приложения поперечного к току магнитного поля могут означать изучение влияния обобщённой силы Жуковского (121) на течение эфира.

Через аккуратное измерение Δz , \mathbf{j} и \mathbf{B} можно оценить плотность эфира ρ_m . Представляет также интерес оценка величины телесного угла, в который рассеивается поток эфира с катода в опыте без и с магнитом, так как данный эффект наблюдается в виде свечения на анодной сетке.

Известно, что скорость электрического дрейфа в постоянных и однородных электрическом и магнитном полях не зависит от заряда и массы частиц [28, с. 366]. В эфирной модели этот факт можно интерпретировать как увлечение всех типов заряженных частиц соответствующим потоком эфира по аналогии с течением реки, придающей всем находящимся в ней объектам одну скорость. Возникновение проблемы преодоления скорости света при $E > B$ в отсутствие внешних сил может означать начало существенного препятствования ускорению заряженных частиц со стороны структурных элементов эфира – ньютониев (п. 21.2).

23.9.3. Мельничка

Мельничка представляет собой подвешенный на тонкой нити пропеллер с лопастями, см. рис. 19. Название устройства заимствовано из [191, с. 756]. В нашем случае использовались четыре одинаковые сплошные лопасти. Каждая имела форму прямоугольника. Мельничка изготавливалась из обычной бумаги, пропитанной шеллаком бумаги, алюминиевой фольги или золотой фольги. Изучалось её вращение между двумя электродами на воздухе и в вакууме. Эксперименты проводили Ф.С. Зайцев и В.А. Чижов.

Один из электродов представлял собой заострённую медную проволоку сечением $2.5 \text{ [мм}^2\text{]}$ с изолированной боковой поверхностью. В качестве второго электрода использовался либо такой же, как первый, либо электрод в форме сетки. Расстояние между электродами составляло $\sim 5 \text{ [см]}$. Мельничка располагалась так, чтобы кратчайший отрезок между электродами не совпадал с её осью вращения, то есть так, чтобы течение между электродами могло вращать мельничку. К электродам прикладывалось постоянное напряжение.

На воздухе интенсивное вращение мельнички начиналось при разности потенциалов между электродами $\sim 3.5 \text{ [кВ]}$. Такое вращение – хорошо известный эффект, который объясняется так называемым ионным ветром, см. приложение 7.

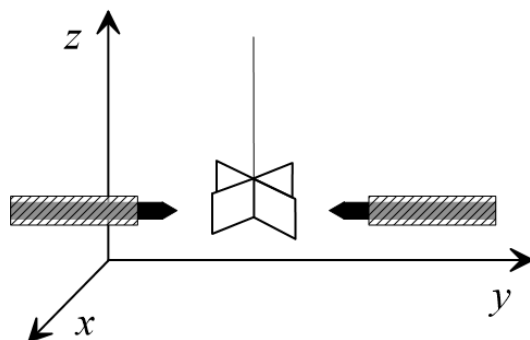


Рис. 19. Схема эксперимента с мельничкой.

Использовалась та же, что и в п. 23.9.1, вакуумная камера, обеспечивающая давление в $5 \cdot 10^4$ раз меньшее атмосферного. Опыты с мельничками из разных материалов не показали сильного, как на воздухе, вращения. Это означает, что ионный ветер существенно уменьшался, то есть создавался достаточно глубокий для данного эксперимента вакуум.

Однако мельнички всё же двигались. На создание разности потенциалов (давлений эфира (75)) сильнее реагировала металлическая мельничка. При увеличении разности потенциалов с 0 до ~ 5.5 [кВ] она поворачивалась на пол-оборота. Тем не менее делать вывод о наблюдении эффекта механического взаимодействия течения эфира с мельничкой пока преждевременно, так как её поворот мог быть обусловлен электростатической индукцией в электрическом поле между электродами, то есть притяжением к электроду наведённого на лопасти заряда (п. 18.13).

Оценим сверху плотность кинетической энергии течения эфира между электродами. Конструкция умножающего напряжение трансформатора ограничивала величину тока в цепи значением 15 [мА] = $4.5 \cdot 10^7$ [статА]. Плотность такого тока в проводе сечением 2.5 [мм²] равна $j \approx 1.8 \cdot 10^9$ [статА/см²], а скорость течения эфира $u = j/k_{m,0} \approx 2.7 \cdot 10^5$ [см/с] (см. (127)). Тогда для максимальной в данных условиях плотности кинетической энергии течения эфира в проводе имеем $\rho_m u^2 \approx \rho_{m,0} u^2 \approx 144$ [эрг/см³], см. (15), (222). Такая плотность энергии соответствует кинетической энергии кубического сантиметра воды (плотность 1 [г/см³]), движущегося со скоростью ~ 17 [см/с], где кинетическая энергия воды понимается в обычном смысле (не импульсном, п. 1.4) как плотность работы силы по перемещению объекта из одной точки в другую [26, с. 131]. Однако из-за высокой проницаемости лопасти для течения эфира, а также возможного уменьшения завихренности и скорости течения эфира после выхода из электрода мельничке передаётся лишь малая доля кинетической энергии течения эфира в проводе. Рассчитать эту долю можно будет после построения эфирной модели внутреннего строения вещества.

Таким образом, для обнаружения механического вращения мельнички течением эфира необходимо проведение более тонкого эксперимента с использованием подвески с меньшим со-

противлением кручению, например магнитной, а также изготовление мельнички из материала, хорошо задерживающего течение эфира, например сверхпроводящего вдоль плоскости лопасти (п. 23.10.2) или покрытого плотным атомарным веществом (п. 23.10.3). Для уменьшения препятствий течению эфира представляют интерес создание более глубокого вакуума и применение сверхпроводника в качестве одного или обоих электродов [192] с хорошей изоляцией боковых поверхностей от протекания через них эфира.

23.9.4. Коловрат

Коловрат, или колесо Франклина, см. [28, с. 51], состоит из нескольких (обычно четырёх) симметрично расположенных изогнутых спиц с заострёнными концами, рис. 20. В экспериментах центр симметрии коловрата помещается на заострённый стержень или подвешивается на тонкой нити. К центру подводится напряжение через стержень или с помощью гибкого провода.

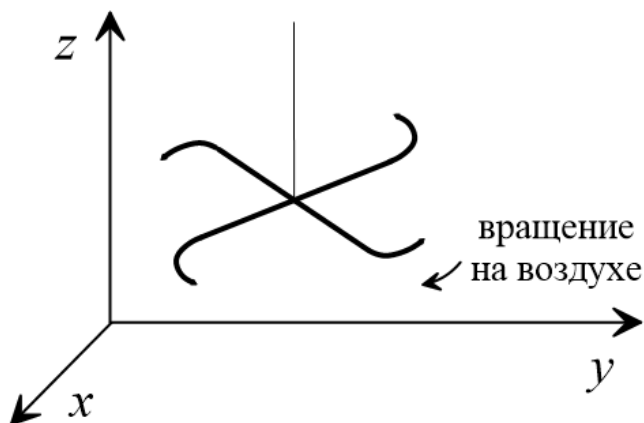


Рис. 20. Коловрат на подвеске.

На воздухе коловрат начинает вращаться при напряжении ~ 5 [кВ] и более (в зависимости от конкретной конструкции). Такое вращение объясняется созданием на остриях спиц ионного ветра, см. приложение 7.

Авторы совместно с В.А. Чижовым, С.М. Годиным и И.Н. Степановым изучили поведение коловрата в вакууме. Использовалась вакуумная камера, применявшаяся в экспериментах п. 23.9.1, которая обеспечивает давление в $5 \cdot 10^4$ раз меньшее атмосферного. Во избежание влияния зарядов, наведённых спицами на стеклянном колпаке вакуумной камеры, коловрат размещался в ней внутри клетки Фарадея. К коловрату и клетке подводилось постоянное напряжение разного знака от одного и того же источника. Использование потенциала на клетке усиливает электрическое поле.

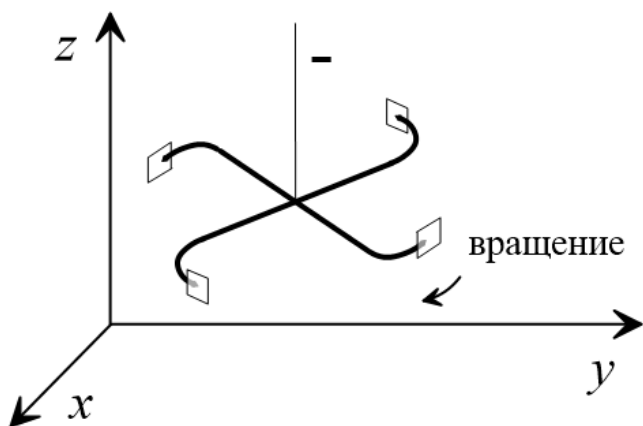


Рис. 21. Коловрат с изоляторами.

В конструкцию коловрата вносились изменения с целью увеличения скорости его вращения на воздухе. Выяснилось, что

этому способствует более плавная форма изгибов спиц, а также прикрепление со стороны клетки плоских изоляторов на острия спиц, рис. 21, сделанных, например, из шеллака. Более плавная форма изгибов уменьшает потерю давления эфира (напряжения (75)) через боковую поверхность спицы. Поток ионов и эфира стремится попасть с острия на сетку по кратчайшему пути, поэтому такие изоляторы увеличивают тангенциальную (касательную) к окружности вращения концов спиц составляющую потока.

Наиболее результативными оказались опыты с подвешенным на нити коловратом, так как в вакууме сопротивление трения на острие стержня приводило через некоторое время к остановке вращения коловрата, несмотря на приложенное напряжение ~ 25 [кВ].

В вакууме при подаче на коловрат отрицательного напряжения $\sim 10 - 25$ [кВ] наблюдался его небольшой поворот в сторону выпуклости изгиба спиц, см. рис. 21. Отрицательный заряд проводника соответствует избыточному давлению эфира в нём (см. п. 3, 18.13). Поэтому данное поведение коловрата можно интерпретировать как результат реактивного движения под действием вырывающихся с остриёв потоков эфира.

При подаче на коловрат положительного напряжения $\sim 10 - 25$ [кВ] происходил его едва заметный поворот в противоположном направлении – в сторону вогнутости изгиба спиц. Этот эффект можно связать с втягиванием эфира в острие спицы, давление эфира в которой понижено при положительном заряде.

Однако для окончательного вывода о генерации реактивного движения потоком эфира необходимо проведение более тонких экспериментов в более глубоком вакууме с обеспечением значительного поворота коловрата. Также необходимо сопоставление измеренной скорости вращения с количественной оценкой на основе теории эфира. Добиться значительного поворота коловрата можно за счёт следующих модификаций: улучшения изоляции

от протекания эфира через боковые поверхности спиц и поверхность подводящего напряжение провода; использования подводящего провода большого сечения; применения подвески с меньшим сопротивлением кручению, например магнитной; увеличения тангенциальной составляющей потока эфира около острия спицы, например, за счёт сопел той или иной формы из плохо проводящего эфир материала.

По аналогии с п. 23.9.3 оценим эфирную силу тяги, развиваемую одной спицей коловрата. При токе в цепи $15 \text{ [мА]} = 4.5 \cdot 10^7 \text{ [статА]}$ и сечении спицы $1 \text{ [мм}^2\text{]}$ плотность тока в каждой из четырёх спиц равна $j \approx 1.1 \cdot 10^9 \text{ [статА/см}^2\text{]}$. Тогда эфир в одной спице движется со скоростью $u = j/k_{m,0} \approx 1.7 \cdot 10^5 \text{ [см/с]}$ (см. (127)). Плотность кинетической энергии течения эфира составляет $\rho_m u^2 \approx \rho_{m,0} u^2 \approx 226 \text{ [эрг/см}^3\text{]}$, см. (15), (222). Такой плотностью кинетической энергии обладает один кубический сантиметр воды (плотность $1 \text{ [г/см}^3\text{]}$), движущийся со скоростью $\sim 21 \text{ [см/с]}$, где кинетическая энергия воды понимается в обычном смысле (не импульсном, п. 1.4) как плотность работы силы по перемещению объекта между двумя точками [26, с. 131].

Однако в наших экспериментах из-за малой тангенциальной составляющей потока эфира при выходе из острия спицы и больших потерь давления эфира через боковые поверхности коловрата лишь малая доля кинетической энергии течения эфира в цепи расходовалась на его вращение.

23.9.5. Несимметричные конденсаторы. Эффект Бифельда – Брауна. Лифтер. Модифицированный коловрат

Простейшая конструкция несимметричного конденсатора состоит из закреплённых на изоляторе отрезков тонкого и толстого проводов, подключённых к источнику напряжения, см. рис. 22. В экспериментах обычно применяется постоянное

напряжение. При обсуждении несимметричных конденсаторов его провода (обкладки) называют электродами.

На воздухе при напряжении между электродами ~ 1 [кВ/мм] возникает движение несимметричного конденсатора в сторону тонкого электрода. Данное явление называется эффектом Бифельда – Брауна, см. обзор в [ru.wikipedia.org; en.wikipedia.org]. Оно объясняется ионным ветром (см. приложение 7), возникающим около тонкого электрода, вблизи поверхности которого электрическое поле усиливается из-за большей кривизны поперечного сечения провода. Наличие второго (толстого) электрода позволяет получить в несимметричном конденсаторе электрическое поле повышенной напряжённости по сравнению с конструкциями для создания ионного ветра, состоящими из одного электрода.

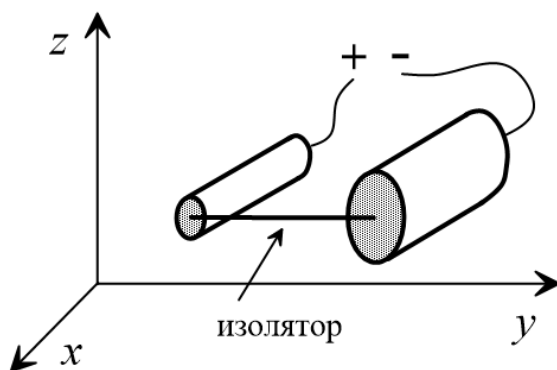


Рис. 22. Несимметричный конденсатор.

Несимметричные конденсаторы используются в различных устройствах для создания силы тяги за счёт ионного ветра. Одним из таких устройств является лифтер, см. рис. 23. В Интернете имеется множество видеороликов, посвящённых конструированию лифтера, демонстрации его полётов и сопутствующих

течений воздуха, см., например: [www.youtube.com/watch?v=vzZy1Aqleno; www.youtube.com/watch?v=71v5sFu7LT8]. Толстый электрод обычно выполняется из фольги в виде треугольника. Сверху к нему крепится на изоляторах тонкий электрод в виде контура из проволоки. Сила тяги ионного ветра при напряжении ~ 20 [кВ] оказывается достаточной для поднятия лифтера.

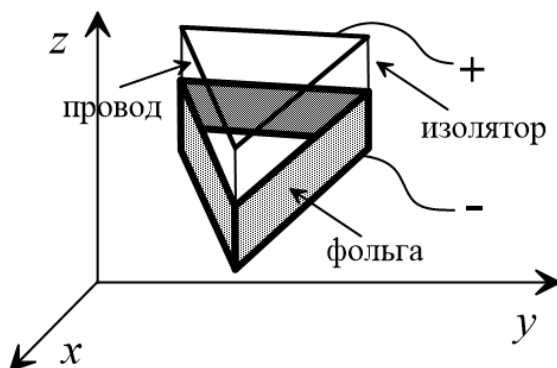


Рис. 23. Лифтер.

На видео [www.youtube.com/watch?v=d7Hxd0fAYhw] представлена модификация коловрата, использующая на концах спиц несимметричные конденсаторы, см. рис. 24. Подводящие положительный и отрицательный потенциалы провода разнесены для уменьшения потерь давления эфира вне лопастей. Там же предложена конструкция для измерения силы тяги несимметричного конденсатора, состоящая из маятника с плечами разной длины, на верхнем конце которого закреплён конденсатор, а на нижнем – противовес.

Авторы не успели до издания книги провести эксперименты с несимметричными конденсаторами в вакууме. Поэтому воспользуемся без проверки сведениями о таких экспериментах из Интернета. Нам удалось найти, по крайней мере, три внушаю-

ших доверие видео, свидетельствующих о движении несимметричных конденсаторов в глубоком вакууме, которое не объясняется ионным ветром.

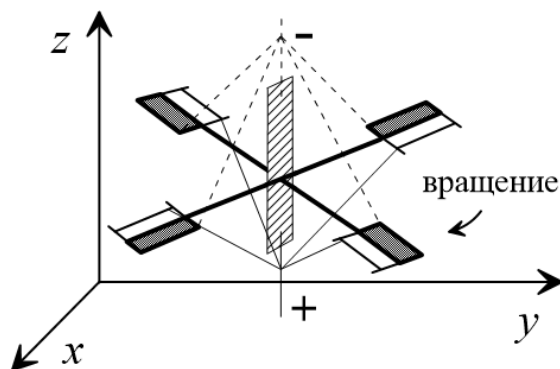


Рис. 24. Модифицированный коловрат.

В презентации [www.youtube.com/watch?v=xYMUv1VJ3VQ] утверждается, что в 2003 году NASA изучило поведение несимметричного конденсатора в вакуумной установке NSSTC LEEIF. Зафиксировано вращение несимметричного конденсатора в вакууме при давлении $1.72 \cdot 10^{-6}$ [Торр], то есть при давлении в $\sim 4.3 \cdot 10^8$ раз меньше атмосферного.

На видео [youtu.be/CGN65lse5yE], опубликованном в 2011 году, демонстрируется движение несимметричного конденсатора в вакууме при давлении $\sim 2.9 \cdot 10^{-6}$ [Торр]. Конструкция конденсатора отличается от использованной в NASA.

Видеоролик [www.youtube.com/watch?v=d7Hxd0fAYhw] показывает вращение модифицированного коловрата с четырьмя спицами в вакууме при давлении $\sim 3.75 \cdot 10^{-6}$ [Торр]. Запечатлён эксперимент, проведённый до 2006 года.

В эфирной интерпретации движение несимметричного конденсатора в вакууме имеет простое и ясное объяснение. Тонкий

электрод из-за большей кривизны сечения создаёт вблизи себя большее электрическое поле, чем толстый электрод. Поэтому градиент давления эфира около тонкого электрода больше, см. формулу (72). Повышенный градиент давления, согласно уравнению движения (5), приводит к более быстрому течению эфира. В соответствии с уравнением состояния (15), это влечёт понижение давления эфира около тонкого электрода по сравнению с давлением эфира около толстого электрода. Возникает течение эфира в сторону меньшего давления (5), то есть от толстого электрода к тонкому, которое увлекает за собой толстый электрод.

Положительный заряд соответствует пониженному давлению эфира в проводнике (см. п. 3, 18.13), которое приводит к втягиванию в него эфира. Поэтому тонкий электрод целесообразно подключать к положительному потенциалу, чтобы избежать создания противотока эфира. Так обычно и поступают в опытах.

Качественное соответствие теории эфира результатам представленных экспериментов подтверждает существование эфира и эфирный механизм электрического тока в проводнике.

Следует ожидать увеличения скорости движения несимметричного конденсатора, если к толстому электроду (например, на дальней от тонкого электрода стороне) прикрепить трудно проницаемую для эфира пластину или закрепить её между электродами. Измеряя скорость движения конденсатора, можно тестировать различные материалы на проницаемость для течения эфира.

Оценим разность давлений эфира в точке r между находящимися на расстоянии d параллельными электродами в форме цилиндров, имеющих радиусы a и b , см. рис. 22. Воспользуемся формулой для потенциала бесконечно длинного цилиндра радиуса a , равномерно заряженного по поверхности [28, с. 78]

$$\varphi_a = \begin{cases} \varphi_0 & \text{при } r < a \\ -\frac{2\pi a \sigma_a}{\varepsilon} \ln \frac{r}{a} + \varphi_0 & \text{при } r \geq a' \end{cases}$$

где r – расстояние до оси цилиндра, σ_a – поверхностная плотность заряда, ε – диэлектрическая проницаемость среды, $\varepsilon = 1$ в вакууме. Тогда

$$\varphi_b - \varphi_a = \frac{2\pi}{\varepsilon} \left(a\sigma_a \ln \frac{r}{a} - b\sigma_b \ln \frac{d-r}{b} \right).$$

По формуле (75) для разности давлений эфира имеем

$$p_b - p_a = k_{m,0}(\varphi_b - \varphi_a).$$

Потенциал φ на расстоянии d создаёт точечный заряд величиной $q = \varphi \varepsilon d$ [28, с. 76]. При $d = 1.5$ [см], $\varphi = 10$ [кВ] ≈ 33.3 [статВольт] получаем в вакууме $q \approx 50$ [статКулон].

Пусть тонкому электроду радиуса a передан заряд $q/2$, где $q > 0$, а толстому электроду радиуса b – заряд $-q/2$. Поверхностная плотность заряда цилиндра высотой l и радиуса a вычисляется делением заряда на площадь поверхности цилиндра $2\pi a l$. В вакууме при $a = 0.3$ [мм], $b = 3$ [мм], $l = 50$ [мм] находим

$$\sigma_a = -\frac{q/2}{2\pi a l} \approx 265, \quad \sigma_b = \frac{q/2}{2\pi a l} \approx -26.5 \quad [\text{статКулон}/\text{см}^2].$$

Для разности давлений, например, в точке $r = d/2$ получаем

$$p_b - p_a \approx 2.9 \cdot 10^5 \text{ [дин}/\text{см}^2] = 2.9 \cdot 10^4 \text{ [Па]} \approx 0.29 \text{ [атм]}.$$

На приведение в движение несимметричного конденсатора задействуется лишь очень малая часть разности давлений из-за высокой проницаемости обычных веществ для течения ньютонов (эфира), имеющих крайне малый размер (228).

Полученная оценка для разности давлений эфира показывает, что использование труднопроницаемого для эфира материала на части поверхности толстого электрода или на пути течения эфира может существенно повысить силу тяги несимметричного конденсатора и скорость его движения.

Аналогичная по порядку величины разность давлений эфира получена в конце п. 19.2 при анализе силы взаимодействия магнита с ферромагнитным материалом. Это подтверждает разумность обеих оценок.

Отметим, что постоянный магнит создаёт течение эфира, поэтому его использование в несимметричном конденсаторе может как повысить, так и понизить скорость движения эфира.

23.9.6. Автоэлектронная эмиссия и фотоэмиссия электронов из проводника

Рассмотрим режимы разрядов в вакууме, в которых имеет место значительная автоэлектронная (холодная, см., например: [188, гл. 43; 193, с. 204–206]) или фотоэмиссия электронов (фотоэффект, см., например: [188, гл. 4; 193, с. 200–204]).

Детальный анализ опытов Толмена – Стюарта, считающихся основным подтверждением электронной теории проводимости металлов (п. 23.6.1), и эксперименты с униполярным генератором (п. 23.3) показывают неадекватность объяснения электрического тока в проводнике движением большого количества свободных электронов. Поэтому, обсуждая эмиссию электронов с катода, необходимо изучать не выход и работу выхода свободных электронов из проводника, а условия отрыва электронов от атомов в его приповерхностном слое.

Теория эфира даёт ясное понимание опытов Толмена – Стюарта (п. 23.6.1), опытов Лепёшкина (п. 23.6.2) и экспериментов с униполярным генератором (п. 23.3) как возникновения э.д.с. электромагнитной индукции и э.д.с. Жуковского, являющихся

логическими следствиями уравнений движения эфира (4)–(6), см. п. 9, 18.11.

Воздействием течения эфира можно объяснить и автоэлектронную эмиссию, и фотоэмиссию электронов.

Фотоэмиссия электронов – вырывание электронов из твёрдого тела под действием фотонов. Можно предположить, что давление, оказываемое фотонами (движением эфира) на поверхность твёрдого тела, совершает работу по выдавливанию электрона из атома в приповерхностном слое этого тела.

В случае холодной эмиссии механизм выдавливания аналогичен, но течение эфира действует не снаружи тела, а изнутри него.

Оценим давление P , оказываемое движением эфира на атом при автоэлектронной эмиссии и фотоэффекте. Если в процессе эмиссии электрона из тела затрачивается энергия E , то возникающему давлению эфира P можно сопоставить объёмную плотность этой энергии

$$P = \frac{E}{4\pi r^3/3},$$

где r – радиус атома.

Из эксперимента известны радиусы атомов [200, с. 44], энергии отрыва электрона от атома при автоэлектронной эмиссии φ_* (работа выхода) [121, с. 568; 193, гл. 4, п. 3] и при фотоэмиссии $h\nu_0^*$ [193, гл. 4, п. 3]. По этим данным можно вычислить давления P_{φ_*} и $P_{h\nu_0^*}$ эфира, необходимые для отрыва электрона от атома твёрдого тела при автоэлектронной и фотоэмиссии.

В следующей таблице приведены такие данные для некоторых химических элементов. Здесь использовался средний радиус атома из таблицы в [200, с. 44].

Видно, что энергии выхода при автоэлектронной и фотоэмиссии сопоставимы. Это подтверждает предположение о схожести эфирного механизма этих процессов.

Атом	r [Å]	φ_* [эВ]	$h\nu_0^*$ [эВ]	P_{φ_*} 10^{10} [Па]	$P_{h\nu_0^*}$ 10^{10} [Па]
Li	1.57	2.38	2.18	2.37	2.17
Si	1.35	4.80	4.55	7.43	7.04
Ti	1.50	3.95	3.55	4.52	4.06
Cr	1.40	4.58	4.30	6.38	5.99
Fe	1.37	4.68	4.68	7.00	7.00
Ni	1.38	4.50	4.90	6.49	7.07
Cu	1.37	4.40	4.40	6.52	6.52
Zn	1.37	4.24	4.33	6.28	6.41
Ge	1.28	4.76	4.96	8.73	9.10
Cd	1.56	4.10	4.33	4.16	4.40
Sn	1.61	4.38	4.30	4.00	3.93
Pt	1.51	5.32	5.55	5.96	6.22
Pb	1.72	4.00	4.00	3.03	3.03
U	1.71	3.30	3.46	2.51	2.63

Полученные значения давлений заметно меньше давления эфира в свободном пространстве $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$ [Па] (224). Такой результат естественен, так как при эмиссии необходимо преодолеть силы связи электрона в атоме твёрдого тела, но не требуется разрушать само твёрдое тело как при взрыве проводников, когда необходимо создать давление порядка p_0 (п. 18.10).

Эфирный характер обсуждаемых эффектов подтверждает и образование катодных пятен в не определённых заранее местах [193, гл. 4, п. 2, с. 197, 201; 189, с. 206, 207]. По аналогии с прорывами макроскопических тел прорывы поверхности электрода течением эфира возникают как совокупный результат стечения

множества микрофакторов в конкретный момент времени проведения эксперимента. При этом формула для мощности нагрева катода за время задержки и далее остаётся прежней, так как, согласно (144), плотность мощности энергии течения эфира в электрической цепи выражается через измеренные плотность тока и электрическое поле. Подчеркнём, что в формуле (144) электроны не фигурируют.

Энергия эмиссии электронов из твёрдого тела в 3 – 4 раза меньше энергии ионизации отдельного атома вне твёрдого тела. Это означает существование достаточно сильного течения эфира внутри твёрдого тела, создаваемого атомами и их структурными элементами (даже в отсутствие электрического тока), так как, согласно уравнению состояния (15), давление при наличии потока уменьшается и электрон в атоме твёрдого тела меньше подавливается снаружи эфиром, чем в отдельном атоме, находящемся в свободном пространстве.

Из эксперимента известно свойство безынерционности фотоэффекта, то есть появление фототока мгновенно – одновременно с освещением. На этом свойстве основаны многие научно-технические применения фотоэффекта [30, с. 17]. В эфирной интерпретации, в отличие от принятой, см., например: [30, с. 17], такое свойство имеет простое и естественное объяснение как практически мгновенное превышение порогового давления при включении света, распространяющегося с большой скоростью, которое необходимо для отрыва электрона от атома твёрдого тела.

В физике считается, что при фотоэффекте поглощение энергии фотона происходит через электрон [30, с. 17]. В эфирной интерпретации энергия фотона, помимо передачи её электрону, может затрачиваться и на создание течения эфира внутри и около поверхности проводника. Энергия такого течения может расходоваться, например, на увеличение тепловых колебаний струк-

турных элементов проводника. Аналогичная ситуация имеет место и при автоэлектронной эмиссии. Таким образом, учитывая формулу (12), эфирное уравнение баланса энергии при фотоэффекте или автоэлектронной эмиссии имеет вид

$$\frac{m_e v_e^2}{2} + \rho_m \mathbf{u}^2 V_v = h\nu - A,$$

где A – работа выхода, m_e и v_e – масса и скорость электрона, V_v – объём области, в которой фотон или электрическое поле при отрыве электрона создаёт течение эфира со скоростью \mathbf{u} и плотностью ρ_m .

В случае $\mathbf{u} = 0$ получаем известную формулу Эйнштейна для максимальной кинетической энергии вылетающего при фотоэффекте электрона, см., например: [30, формула (2.1)],

$$\frac{m_e v_{e,\text{макс}}^2}{2} = h\nu - A.$$

23.9.7. Пробойный ток

Обсудим роль течения эфира, электронов и ионов в пробойном (искровом) газовом разряде. Как уже неоднократно отмечалось, свободные электроны в проводе, если имеются, не могут обеспечить протекание электрического тока, а значит, и доставку заряда на электрод. Возникает вопрос: что же тогда поддерживает отрицательный и положительный заряд электродов в пробойном режиме самостоятельного разряда, когда между электродами движется много заряженных частиц?

Отрицательный заряд (повышенное давление эфира, см. п. 3, 23.9.1), унесённый с катода оторвавшимися электронами, отчасти компенсируется повышенным давлением эфира, создаваемым отрицательным полюсом источника напряжения.

Аналогично для анода – эмиссионные ионы уносят положительный заряд (пониженное давление эфира), который компенсируется пониженным давлением положительного полюса источника напряжения.

Оторвавшиеся (под действием течения эфира или бомбардировки частицами) от электрода большие по размеру кластеры несут соответствующее электроду повышенное или пониженное давление эфира (отрицательный или положительный заряд). При соприкосновении с противоположным электродом давление эфира в кластере выравнивается с давлением на электроде.

В результате при искровом разряде между электродами устанавливаются некоторая разность давлений эфира (разность потенциалов (75)) и пробойный электрический ток, переносимый в общем случае течением эфира, электронами, ионами и макроскопическими кластерами материалов катода и анода.

23.10. Противодействие гравитации. Экранировка гравитационного потока эфира

В представлении о природе как движении эфира (ньютонов) управление гравитацией сводится к созданию, экранированию или разрушению гравитационного потока эфира или гравитационного пограничного слоя объекта, см. п. 16.2, 22.2. Вес объекта также может уменьшиться под воздействием специально генерируемого потока эфира в направлении, противоположном направлению силы гравитации.

23.10.1. Вращение частично сверхпроводящего керамического диска в магнитном поле. Противодействие гравитации в эксперименте Подклетнова

Проанализируем опыты Е.Е. Подклетнова с вращающимся в магнитном поле сверхпроводником [162, 163] в рамках рассмат-

риваемой в книге концепции эфира и покажем возможность изменения в них веса объекта за счёт создания течения эфира в сторону, противоположную направлению силы гравитации.

Возможность уменьшения гравитации посредством создания препятствий земному гравитационному течению эфира обсуждена в п. 23.10.2–23.10.4.

Подчеркнём, что уменьшение измеряемого веса объектов наблюдалось и в других экспериментах. Например, в [94] такой эффект регистрировался при помещении объектов в камеру с металлической оболочкой. В [164] наблюдалась существенная потеря веса электронов внутри сверхпроводящего цилиндра, см. п. 23.10.2. Также известно уменьшение гравитации (ускорения свободного падения) около больших гор [ru.wikipedia.org/wiki/Гравитационное_поле_Земли; pokyer.ru/karta-gravitatsionnogo-polya-zemli; d3.ru/gravitatsionnaia-ka-rta-zemli-281199/?sorting=rating].

В эфирной интерпретации присутствие вещества может ослаблять земной эфирный вихрь около объекта или противодействовать возникающей в этом вихре обобщённой силе Жуковского (163), притягивающей объект к Земле, что приводит к снижению веса объекта. Возможность локального воздействия на течение эфира, связанного с Землёй, вполне естественна, см., например, п. 23.6.4.

Эксперименты [163] описаны достаточно подробно и поэтому заслуживают особого внимания. В [163] использовался сверхпроводящий (СП) диск тороидальной формы (с дыркой в центре), сделанный из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, диаметром 27.5 [см] и толщиной 1 [см], см. рис. 25. Верхняя часть диска изготавливалась с хорошо ориентированными в одном направлении зёрнами размером 2 [мкм], нижняя – пористой с разориентированными зёрнами большего размера 5 – 15 [мкм]. Верхняя часть диска в режиме сверхпроводимости могла выдерживать ток до 15000 [А/см²] в магнитных полях до 2 [Т]. Утверждается [163], что в экспериментах токи в СП составляли 5000 – 7000 [А/см²].

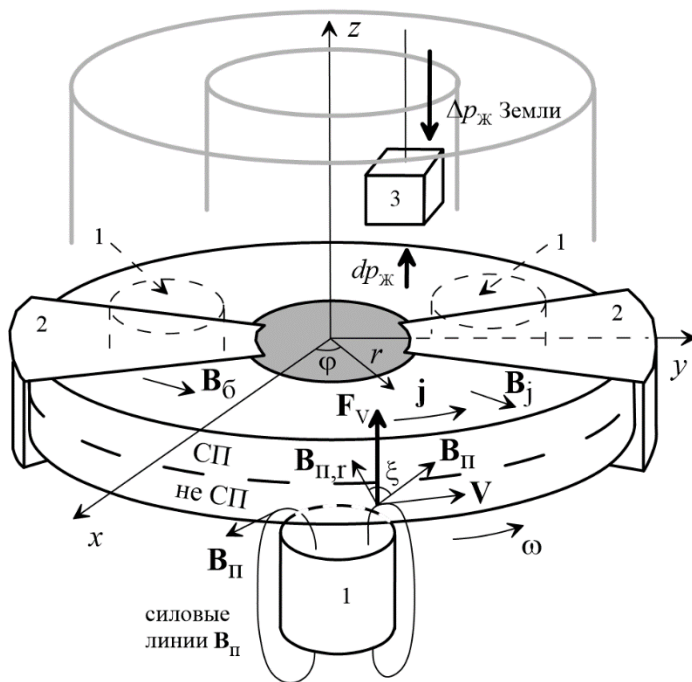


Рис. 25. Схема эксперимента Подkletнова:

1 – поддерживающий соленоид, 2 – боковой соленоид, 3 – объект. Серым цветом показана область противодействия гравитации, имеющая форму цилиндрического кольца.

Диск располагался в металлическом криостате. Двумя боковыми соленоидами током с частотой 10^5 [Гц] в диске создавался электрический ток при комнатной температуре. Затем система медленно охлаждалась жидким азотом до температуры 100 [К], а затем – быстро парами гелия до менее 70 [К]. Верхняя плоскость диска становилась сверхпроводящей, а нижняя – нет.

Далее боковые соленоиды отключались и включался высокочастотный ток в поддерживающих соленоидах для поднятия

диска на высоту более 1.5 [см]. После этого через боковые соленоиды пропускался небольшой ток с частотой 10^5 [Гц], который начинал приводить диск во вращение против часовой стрелки. Диск раскручивался до 5000 [об/мин], при этом ток в проводе бокового соленоида диаметром 1.2 [мм] составлял 8 – 10 [А].

Влияние известных факторов, способных изменить вес объектов, либо изолировалось, либо было мало, см. п. 4 в [163].

Измерения проводились в квазиравновесном состоянии, сохраняющемся более 10 [мин]. Объекты из различных материалов, включая металл, стекло, пластик, дерево и т. д., подвешивались над криостатом на нити из хлопка на высоте от 2.5 до 300 [см] до криостата.

Частота магнитного поля в боковых соленоидах варьировалась от 10^3 до 10^8 [Гц].

В зависимости от температуры, скорости вращения диска, частоты и величины магнитного поля в соленоидах происходила потеря от 0.3 до 2.1 % веса материалов разного состава и массы, подвешенных над диском на высоте от 2.5 до 300 [см].

Область, в которой наблюдался данный эффект, представляла собой направленный вверх полый цилиндр с основанием на сверхпроводящей стороне, внутренний радиус которого находился на расстоянии 0.5 – 0.7 [см] от внутренней границы тора, а внешний радиус – на расстоянии не более 2 [см] от наружного края тора, см. рис. 25. С нижней стороны диска уменьшения веса объекта не наблюдалось.

Без вращения диска вес объектов уменьшался на ~ 0.06 %.

Максимальная потеря веса ~ 0.5 % происходила практически независимо от высоты подвески объекта от 2.5 до 300 [см] при вращении с частотой 5000 [об/мин], частоте тока в боковых соленоидах $3.2 - 3.8 \cdot 10^6$ [Гц] и расположении диска на максимально возможной высоте 3 – 3.5 [см] от поддерживающих соленоидов. Такой режим не достигался при температуре выше 70 [К], хотя сверхпроводимость возникала уже при 94 [К]. При

замедлении частоты вращения с 5000 до 3300 [об/мин] в течение 25 – 30 [с] вес уменьшался на 2.1 %.

Объекты из разных материалов теряли одинаковую долю веса. Объекты, сделанные из одного материала и схожие по размеру, но разной массы, также теряли одинаковую долю своего веса. Наибольшие потери происходили при ориентации плоской поверхности объекта параллельно диску.

Замена диска на металлический или сделанный полностью из СП-керамики не приводила к уменьшению веса объектов. Это подтверждает важность различий верхней и нижней частей диска.

Эффект уменьшения веса наблюдался только в электромагнитном поле переменного тока. Согласно [165], при неподвижном диске, постоянном токе в поддерживающих соленоидах и более высокой, чем 70 [K], температуре сверхпроводника эффект не проявлялся.

В п. 5–7 статьи [163] содержится множество других сведений о наблюдаемом явлении. Однако для дальнейшего анализа приведённых здесь сведений уже достаточно.

Данные [163, 165] о потере веса ~ 0.06 % объектов даже при неподвижном диске или в стационарном магнитном поле можно объяснить частичной экранировкой магнитного и электрического полей Земли сверхпроводником, который, как известно, не пропускает эти поля внутрь себя. Экранировка изменяет гравитационный поток эфира Земли около объекта. Точный эфирный расчёт веса объекта в данном случае требует знания направления и величины магнитного и электрического полей Земли в месте проведения эксперимента, деталей обтекания этими полями сверхпроводника и деталей взаимодействия эфирного гравитационного потока Земли с объектом. Такие исследования – дело будущего. Сейчас в рамках упрощённой модели (173), (174) можно лишь сказать, что при универсальном для типичных объ-

ектов множителе λ (171) изменение веса объекта обусловлено изменением размера пограничного слоя объекта a_* и/или азимутальной компоненты скорости гравитационного потока Земли $u_{0,\varphi}$ за счёт частичной экранировки потока эфира, соответствующего магнитному и электрическому полям Земли.

При наличии магнитных полей выше земного можно провести более содержательный анализ.

В системе [163] внешние магнитные поля около диска имеют компоненты в параллельном к его поверхности направлении. В боковых соленоидах создаётся параллельное поверхности диска магнитное поле \mathbf{B}_σ , за исключением области около торцов. Магнитное поле поддерживающих соленоидов \mathbf{B}_Π на максимально возможной высоте расположения диска над ними также в значительной части пространства около диска имеет параллельную его поверхности составляющую, см. рис. 25. Магнитное поле тока \mathbf{B}_j в надповерхностной части СП стороны диска около поверхности имеет только тангенциальную к ней составляющую, так как нормальная составляющая равна нулю из-за отсутствия магнитного поля внутри СП и условия её непрерывности на границе раздела сред.

Магнитным полем Земли и магнитным полем (288), создаваемым вращающимся диском, можно пренебречь, так как они малы по сравнению с полями \mathbf{B}_σ , \mathbf{B}_Π и \mathbf{B}_j .

Скорость течения эфира в СП части диска \mathbf{u}_j , соответствующая плотности тока в ней (127), параллельна плоскости диска, так как ток течёт вдоль поверхности. Линейная скорость раскрутки эфира несверхпроводящей частью диска \mathbf{V} (201) также лежит в плоскости диска.

В результате скорость \mathbf{u}_j в сочетании с полями \mathbf{B}_σ , \mathbf{B}_j и скорость \mathbf{V} в сочетании с полем \mathbf{B}_Π создают в эфире обобщённую силу Жуковского (121). Приращение её давления на поперечных к плоскости диска отрезках $d\mathbf{l}_{1,a}$, $d\mathbf{l}_{1,\sigma}$ на двух токопроводящих

границах верхней СП части диска и поперечном к плоскости диска отрезке $d\mathbf{l}_2$ в нижней не СП части диска описываются приближённо формулой (198):

$$\begin{aligned} dp_{Ж,1,a} &= k_{m,0} \left(\frac{\mathbf{u}_j}{c} \times (\mathbf{B}_6 + \mathbf{B}_j) \right)_a \cdot d\mathbf{l}_{1,a}, \\ dp_{Ж,1,6} &= k_{m,0} \left(\frac{\mathbf{u}_j}{c} \times (\mathbf{B}_6 + \mathbf{B}_j) \right)_6 \cdot d\mathbf{l}_{1,6}, \\ dp_{Ж,2} &= k_{m,0} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_\Pi \right) \cdot d\mathbf{l}_2. \end{aligned}$$

Предполагается, что объекты не подвешивались над боковыми соленоидами. Поэтому здесь не рассматривается создаваемая ими в поперечном к диску направлении сила Жуковского, возникающая при сочетании скорости течения эфира в обмотках соленоида и магнитного поля тока в СП.

По второму закону Ньютона (5) плотность силы Жуковского, рассматриваемая как плотность внешней силы \mathbf{F} , вызывает течение эфира. Это течение генерируется в слоях диска, где имеются ненулевые скорости \mathbf{u}_j и \mathbf{V} . Из-за использования переменного магнитного поля оно выглядит в каждом фиксированном направлении как набор импульсов (квантов).

Над сверхпроводящим слоем плотность потока эфира в кванте является практически постоянной по времени и пространству $\rho\mathbf{u} \approx const$, так как СП не пропускает через себя переменную часть $\rho\mathbf{u}$, но пропускает постоянную (по крайней мере частично), для которой магнитное и электрическое поля равны нулю (см. (20), (21)), иначе СП или окружённые им предметы заметно теряли бы вес в гравитационном потоке Земли. В силу малых вязкости (п. 21.7) и самодиффузии (п. 21.8) эфира и высокой проникающей способности изотропного установившегося по-

тока эфира сгенерированное течение распространяется на достаточно большое расстояние практически без изменения. Это объясняет сохранение эффекта уменьшения веса на относительно большой высоте над диском. Вес исследуемого объекта снижается, видимо, в результате взаимодействия фронтов генерируемых квантов с пограничным гравитационным слоем объекта и его структурными элементами.

Таким образом, считая вклад сторон сверхпроводящей части диска в давление силы Жуковского приблизительно одинаковым $dp_{ж,1} \equiv dp_{ж,1,a} \approx dp_{ж,1,b}$, создаваемое ею суммарное давление над диском можно представить как

$$dp_{ж} \equiv 2dp_{ж,1} + dp_{ж,2} \approx 2k_{m,0} \left(\frac{\mathbf{u}_j}{c} \times (\mathbf{B}_б + \mathbf{B}_j) \right) \cdot d\mathbf{l}_1 + k_{m,0} \left(\left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_п \right) \right) \cdot d\mathbf{l}_2.$$

Подбором величины и частот полей $\mathbf{B}_б$, $\mathbf{B}_п$ и \mathbf{B}_j можно пытаться максимизировать течение эфира в сторону подвешенного объекта, что, видимо, и делалось в экспериментах [163].

К сожалению, в [163] отсутствует подробное описание полей $\mathbf{B}_б$, $\mathbf{B}_п$ и \mathbf{B}_j , размеров соленоидов и токов в них. Поэтому давление $dp_{ж}$ в условиях данного эксперимента можно оценить лишь приближённо.

Введём цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с единичными базисными векторами \mathbf{i}_r , \mathbf{i}_φ , \mathbf{i}_z и осью z , направленной вверх по оси вращения.

Вклад боковых соленоидов в $dp_{ж}$ мал, так как скорость тока \mathbf{u}_j в СП практически параллельна полю $\mathbf{B}_б$. Скорость тока $\mathbf{u}_j = u_j \mathbf{i}_\varphi$ перпендикулярна создаваемому ей полю \mathbf{B}_j . Линейная скорость вращения диска \mathbf{V} направлена по \mathbf{i}_φ : $\mathbf{V} = V \mathbf{i}_\varphi$, поэтому вклад в вертикальную компоненту $\mathbf{V} \times \mathbf{B}_п$ даёт только радиальная компонента поля $\mathbf{B}_п$: $B_{п,r} \mathbf{i}_r = -|B_{п,\parallel}| \cos \xi \mathbf{i}_r$, где $\xi \in [0, 2\pi]$,

$|B_{n,\parallel}|$ – величина параллельной плоскости диска составляющей \mathbf{B}_n , см. рис. 25. Тогда

$$dp_{\text{Ж}} \approx \frac{k_{m,0}}{c} (-2u_j B_{j,\varphi} dz_1 + V |B_{n,\parallel}| \cos \xi dz_2).$$

Сила Жуковского на большом по сравнению с частотой магнитного поля времени создаёт давление в одном направлении по вертикали примерно на половине фаз колебаний магнитных полей. Тогда среднее давление в одном направлении по вертикали на таком промежутке времени будет примерно в два раза меньше

$$dp_{\text{Ж}} \approx \frac{1}{2} \frac{k_{m,0}}{c} (-2u_j B_{j,\varphi} dz_1 + V |B_{n,\parallel}| \cos \xi dz_2).$$

Отсутствие эффекта уменьшения веса при замене диска на полностью сверхпроводящий может означать настолько малую толщину СП слоя dz_1 , где течёт ток со скоростью u_j , что первый член в $dp_{\text{Ж}}$ даёт значительно меньший вклад по сравнению со вторым:

$$dp_{\text{Ж}} \approx \frac{1}{2} \frac{k_{m,0}}{c} V |B_{n,\parallel}| \cos \xi dz_2.$$

Учтём, что поддерживающие соленоиды не покрывают всю поверхность диска и, кроме того, создаваемое ими поле даёт вклад в давление по вертикали $dp_{\text{Ж}}$ лишь в той области пространства, где $(\mathbf{V} \times \mathbf{B}_n) \cdot \mathbf{i}_z \neq 0$. Исходя из рис. 2 в [163] долю площади диска α , на которой создаётся $dp_{\text{Ж}}$, можно оценить как $\alpha \approx 1/40$.

Тогда для среднего по площади диска давления имеем

$$dp_{\text{ж}} \approx \alpha \frac{1}{2} \frac{k_{m,0}}{c} V |B_{\text{н,||}}| \cos \xi dz_2.$$

В среднем по диапазону $\xi \in [-\pi/2, \pi/2]$, на котором давление создаётся вверх $dp_{\text{ж}} > 0$, окончательно получаем

$$dp_{\text{ж}} = \alpha \frac{4}{\pi} \frac{k_{m,0}}{c} V |B_{\text{н,||}}| dz_2. \quad (317)$$

Наибольшая потеря веса при ориентации плоской поверхности объекта параллельно диску соответствует увеличению силы давления $Sdp_{\text{ж}}$ с увеличением площади S , на которую оказывается давление $dp_{\text{ж}}$.

Исчезновение эффекта уменьшения веса при замене диска на ферритовый объясняется слабой раскруткой им эфира (малой скоростью V) из-за его значительно более упорядоченной, по сравнению с нижней частью СП диска, кристаллической решётки, особенно при низкой температуре, когда колебания атомов решётки незначительны.

Из проведённого анализа следует, что нижняя не СП часть диска нужна для закручивания эфира и генерации с участием поддерживающих соленоидов направленного вверх потока квантов эфира. Верхняя СП часть диска – для обеспечения его левитации в боковых соленоидах (изоляции от соприкосновения с ними), приведения диска во вращение и выравнивания плотности потока эфира в движущихся вверх квантах, создаваемых нижней частью. Видимо, отсутствие резкой границы сверхпроводимости внутри диска облегчает прохождение квантов в верхнюю часть.

Возникновение эффекта уменьшения веса лишь при температуре 70 [К], в то время как режим сверхпроводимости начался уже при 94 [К], говорит о необходимости охлаждения переходного слоя между СП и не СП частями диска, который имеет

ненулевое сопротивление и нагревается в высокочастотном магнитном поле. Охлаждение снижает колебание структурных элементов этого слоя и улучшает протекание через него потока эфира, генерируемого в нижней части диска.

Для $V \approx \omega R$ (201) при $\omega = 2\pi n/60$ [рад/с], $n = 5000$ [об/мин], $R = 13$ [см], $|B_{n,\parallel}| \approx 0.1$ [Т] = 10^3 [Гаусс], $dz_2 = 3$ [см] имеем

$$dp_{\text{ж}} = 0.036 \text{ [дин/см}^2\text{]} = 3.7 \cdot 10^{-5} \text{ [Г/см}^2\text{]}.$$

Полученное значение давления силы Жуковского $dp_{\text{ж}}$ составляет $\sim 5\%$ давления земной гравитационной силы Δp_* (279) на характерном расстоянии по вертикали $r_* = 5$ [см] и создается в противоположном ей направлении.

При оценке уменьшения веса объекта по соотношению между действующими на него давлениями $dp_{\text{ж}}$ и Δp_* необходимо учитывать, что гравитационное воздействие суммарного потока эфира происходит в пограничном слое объекта, где скорость течения эфира сильно меняется. Детали этого процесса в приближённой оценке не рассматриваются. Можно лишь утверждать, что из-за дискретной структуры объекта ему передаётся не всё создаваемое давление $dp_{\text{ж}}$. С учётом этого можно сделать вывод о количественном соответствии по порядку величины эфирной оценки эффекта уменьшения веса объекта и полученных экспериментально значений $\sim 1\%$.

Для торможения диска используется магнитная система в трёх точках. Однако в [163, рис. 9] приведён лишь её общий вид без описания каких-либо деталей устройства и функционирования. Поэтому конкретную причину уменьшения веса при торможении установить трудно. Согласно формуле (317), уменьшение веса может быть вызвано возрастанием любой из входящих в неё четырёх переменных величин или их комбинации. Кроме того,

возможно влияние плотности силы, описываемой в (23) частной производной по времени.

В соответствии с (317), добиться большего уменьшения веса объекта можно с помощью создания в нижней части диска дополнительного постоянного радиального магнитного поля, направленного к оси вращения.

Уменьшения гравитации можно пытаться достичь другим способом – за счёт непосредственного воздействия на причину её возникновения – скорость земного гравитационного течения эфира $u_{\varphi,0}$ (278). Эта скорость приблизительно параллельна поверхности Земли, а сила гравитации (Жуковского) возникает перпендикулярно ей (как на крыле летящего самолёта). Поэтому для реализации данной идеи надо научиться генерировать не зависящее от времени изотропное течение эфира в противоположном $u_{\varphi,0}$ направлении и полностью поместить в него испытуемый объект.

Уменьшение гравитации за счёт создания препятствий земному гравитационному течению эфира обсуждено в п. 23.10.2–23.10.4.

23.10.2. Уменьшение веса электрона в вакуумной трубке, окружённой сверхпроводником, за счёт экранировки гравитационного потока эфира

В работе [164] изучалось движение электронов в вертикально расположенной вакуумной трубке, окружённой сверхпроводящим соленоидом. Сверхпроводящий соленоид выполнял роль изолятора от внешнего магнитного поля, а также обеспечивал удержание электронов на оси трубки. Металлический материал трубки защищал от внешнего электрического поля.

Вес электрона в конструкции [164] уменьшался приблизительно в десять раз.

Этот эффект объясняется в [164] созданием гравитационным полем Земли в стенках трубки электрического поля, которое компенсирует внутри трубки силу притяжения электронов. Однако адекватность такого объяснения очень сомнительна, так как в физике известно, что квазистационарное электрическое поле должно быть направлено перпендикулярно поверхности проводника, а не параллельно ей. Более того, согласно опытам с цилиндром Фарадея (см. ссылки в п. 18.13), заряды не могут располагаться на внутренней стенке проводящей трубки.

Отметим также анализ опытов [164] в работе [166]. Он базируется на гипотезе о наличии свободных электронов в металле, которые в эфирном понимании если и есть, то не играют существенной роли, а также на множестве постулатов квантовой теории, уводящих в область математических фантазий. Поэтому выводы [166] вряд ли имеют отношение к реальности.

Дадим эфирную интерпретацию опыта [164].

В начале данного раздела уже отмечалось, что управление гравитацией сводится к созданию, экранированию или разрушению гравитационного потока эфира или гравитационного пограничного слоя объекта, см. п. 16.2, 22.2, а также к созданию течения эфира в сторону, противоположную направлению силы гравитации, см. п. 23.10.1.

Сейчас трудно провести количественный анализ ослабления гравитации в установке [164], так как ещё не проработаны детали взаимодействия гравитационного потока эфира не только со сверхпроводниками, но и с обычными веществами.

Тем не менее результат [164] вполне объясним в теории эфира на качественном уровне и имеет ясную интерпретацию.

В простейшей модели эфирного гравитационного притяжения ускорение свободного падения g (173), а следовательно, и сила тяготения (174) уменьшаются с уменьшением характерной скорости гравитационного потока эфира $u_{\varphi,0}$. Причём g зависит от $u_{\varphi,0}$ квадратично, то есть достаточно сильно.

Скорость $u_{\varphi,0}$ параллельна поверхности Земли. Сверхпроводящий соленоид расположен вертикально. Поэтому $u_{\varphi,0}$ перпендикулярна его поверхности. В соленоиде должен был использоваться сверхпроводник с металлической основой, так как керамическая сверхпроводимость была открыта лишь 20 лет спустя после публикации работы [164]. Из опытов известно, что идеальный металлический проводник отражает электромагнитное поле (20), (21). Поэтому естественно ожидать, что он заметно ослабляет и постоянный поток эфира. В результате скорость эфира $u_{\varphi,0}$ внутри трубки падает, что приводит к уменьшению g , а следовательно, и к уменьшению веса электрона.

23.10.3. Экранировка гравитационного потока эфира атомарным порошком

В п. 23.10.2 рассмотрен эксперимент, в котором гравитационный поток эфира вокруг Земли экранируется сверхпроводником.

Обсудим здесь широко тиражируемые в средствах массовой информации сведения о феноменальных гравитационных свойствах некоего порошка, который обнаружил фермер Дэвид Хадсон (Devid Hudson) [www.youtube.com/watch?v=fsnu_xpH5_E], а также причину популярности золота у наших далёких предков [www.moscowuniversityclub.ru/home.asp?artId=15751], обладавших, судя по многим артефактам, гораздо более совершенными технологиями, чем нынешняя цивилизация.

Мы не имеем условий для проверки достоверности представленных в Интернете сведений. Однако можем верифицировать с точки зрения теории эфира принципиальную возможность или невозможность описываемых явлений.

Приведём выдержку из [www.moscowuniversityclub.ru/home.asp?artId=15751] с описанием свойств порошка.

«Вся эта история для Д. Хадсона началась в 1976 году, когда он, имея проблемы с почвой на его ферме, стал добавлять туда серную кислоту. Изучая образцы почвы, не растворённые этой кислотой, он нашёл одно вещество с необычными свойствами. Высушенное под горячим солнцем Аризоны, оно могло вдруг испустить яркую вспышку белого света и полностью исчезнуть. При последующем микроскопическом анализе в лаборатории это вещество было зарегистрировано как “чистое ничто”!

После неудачных опытов в Корнелльском университете, США, образец этого вещества был отправлен в Харвелловские Лаборатории в Оксфорде, Англия, где, с помощью советской Академии Наук, было определено, что эта таинственная светящаяся белая субстанция полностью состояла из металлов платиновой группы в форме, неизвестной науке. (Золото растворяется в «царской водке», составляющие которой могут находиться в почве. – *Прим. авторов.*)

В ходе дальнейшего изучения, когда это вещество регулярно нагревалось и охлаждалось, выяснилось, что в результате этого изменялся его вес.

Было также открыто, что при определённой температуре белый образец распадался, превращаясь в одноатомный порошок, в результате чего его вес уменьшался на 56 %.

Дальнейшее нагревание до температуры в 1160 градусов Цельсия превращало субстанцию в совершенно прозрачное стекло, после чего его вес возвращался к первоначальному.

Все это казалось невозможным, но оно повторялось снова и снова! <...>

Когда учёные провели циклы нагревания и охлаждения этого вещества в присутствии инертных газов, то оказалось, что при охлаждении вес образца уменьшался аж на 400 %, а когда они нагревали его опять, то его вес стал меньше нуля, то есть отрицательным! (Здесь, видимо, речь идёт об интерпретации

уменьшении веса подставки с порошком по сравнению с весом пустой подставки. – *Прим. авторов.*)

Когда они убрали образец с той подставки, где он лежал, то обнаружили, что последняя стала весить больше, чем когда там был образец! <...>

Эта субстанция также оказалась естественным сверхпроводником с нулевым магнитным полем, обладающим возможностью парить в воздухе, а также аккумулировать в себе любое количество света или другой энергии. <...>

В начале 1990-х годов статьи на тему невидимых атомов и сверхпроводимости стали регулярно появляться в научной прессе. Такие авторитетные организации, как Институт Нильса Бора в Копенгагене, Национальная Лаборатория в Оак Ридже, США, и другие, все подтвердили, что элементы, открытые Д. Хадсоном, определённо существуют в одноатомном состоянии.

Эти элементы включают золото и металлы платиновой группы – иридий, родий, палладий, платину, осмий и рутений».

С позиций теории эфира силу притяжения объекта можно ослабить с помощью уменьшения скорости гравитационного потока эфира (ньютониев) вокруг Земли, см. п. 23.10.2. Из аналогии с течением газа или жидкости естественно заключить, что с этой целью следует использовать как можно более плотное вещество с хаотической структурой. Золото обладает заметно более высокой плотностью по сравнению с другими элементами. Кроме того, в плотном порошке могут образовываться доменные токи, увлекающие порошок за потоком эфира так же, как магнит увлекается в магнитном потоке эфира, с. 272. Поэтому в хаотическом одноатомном состоянии золото должно более эффективно, чем другие вещества, препятствовать течению ньютониев.

При увеличении температуры вес одноатомного порошка должен убывать, так как возрастание теплового движения атомов создаёт дополнительные препятствия гравитационному потоку ньютониев.

При уменьшении температуры протекание ньютониев через порошок облегчается и даже, возможно, ускоряется из-за наложения собственного движения эфира вокруг атомов при их ориентации в определённом направлении. При этом обобщённая сила Жуковского (163) должна возрастать, а следовательно, должен возрастать и вес порошка.

Увеличение веса подставки после удаления с неё порошка можно объяснить свойством оставленной порошком тонкой плёнки ускорять гравитационное течение ньютониев, например, за счёт ориентации в ней атомов в одном направлении.

Сверхпроводимость также объясняется трудной проницаемостью порошка для течения эфира. При создании разности давлений эфира (72), (73) ньютониям легче двигаться вдоль наружного слоя порошка, где сопротивление течению меньше, чем внутри порошка (см. в этой связи п. 12.5).

Испускание вспышки света порошком можно объяснить его способностью накапливать энергию рассеиваемого течения эфира. Цвет и прозрачность порошка определяются особенностями взаимодействия составляющих его атомов со световым диапазоном электромагнитного течения эфира.

Таким образом, на первый взгляд парадоксальные свойства одноатомного порошка из металлов платиновой группы имеют простое эфирное объяснение.

Интерес к золоту и похожим элементам у предшествующей более развитой цивилизации, скорее всего, был связан с решением задачи об эффективном передвижении в пространстве за счёт экранировки гравитационного потока эфира Земли. Соответствующая достаточно тонкая технология, видимо, была утрачена из-за природных или социальных катаклизмов, а внимание к золоту осталось в памяти потомков.

Отметим, что вращение одноатомного порошка должно приводить к усилению экранировки гравитации из-за уменьшения

эффективного объёма, через который ньютонии проходят беспрепятственно.

23.10.4. Проект стенда для опытов с гравитацией

На основе эфирного понимания гравитации как возникновения действующей на объект обобщённой силы Жуковского (163) в квазипостоянном потоке ньютониев (п. 16.2) и аналогии с гравитационным потоком эфира вокруг Земли (п. 22.2) можно предложить следующую концепцию устройства для искусственного создания силы тяготения.

Необходимо изготовить диск в виде спирали с участками из разных материалов или системы вложенных друг в друга колец из разных материалов. Материал участка должен подбираться так, чтобы с ростом расстояния r от центра диска плотность эфира росла, как r (см. п. 21.12), а линейная скорость вращения эфира в материале при вращении диска (п. 18.11, 23.3) спадала, как $1/r$. Плотность эфира и скорость его течения можно пытаться менять подогревом или охлаждением участков диска.

Для создания гравитационного потока эфира необходимо также обеспечить выполнение условия (156).

Спиральная структура диска, возможно, предпочтительнее структуры вложенных друг в друга колец, так как эфир обладает крайне малыми вязкостью и самодиффузией (п. 21.7, 21.8), что сильно затрудняет взаимовлияние течений эфира в соседних слоях.

Один из многообещающих опытов с диском состоит в длительной раскрутке его с как можно более высокой угловой скоростью. Затем резким сдвигом диска вдоль оси вращения и измерением в области раскрутки гравитации, магнитного и электрического полей.

Конечно, прежде чем строить установку, необходимо теоретически оценить требуемую скорость вращения диска, состав материалов и их температуры, при которых сила искусственно создаваемой гравитации станет заметной.

Также будет полезна серия предварительных постановочных опытов с вращением различных веществ и измерением величины магнитного поля непосредственно внутри вещества (п. 23.6.6) или в создаваемом им при вращении фантоме (п. 23.6.4). Вещества можно располагать в тонкостенном контейнере из немагнитного металла для обеспечения хорошего протекания эфира через стенки контейнера. Интересно рассмотреть медь, ферромагнетик, свинец, золото, сильный неодимовый магнит, низко- и высокотемпературные сверхпроводники, различные кристаллы и мелкодисперсные порошки перечисленных материалов, а также ртуть, воду, песок, графен, бумагу, пластики и т. д. Приготовление наночастиц золота наглядно продемонстрировано, например, в фильме [<https://www.youtube.com/watch?v=AnyocFbLsWM>].

Ожидается, что материал с более мелкой, плотной и хаотической структурой будет сильнее взаимодействовать с течением ньютониев (эфиром).

23.11. Черенковское излучение в эфире

В 1934 году П.А. Черенковым и С.И. Вавиловым был обнаружен особый вид излучения при наблюдении свечения растворов под действием γ -лучей [201, с. 365]. Согласно гипотезе Вавилова, в этом процессе происходит излучение света электронами, движущимися со скоростью v , превышающей скорость света u в этой среде. Электрон, движущийся со скоростью, большей скорости света в данной среде, обгоняет своё собственное электромагнитное поле. В результате торможения электрона и

возникает излучение. Позже было показано, что эффект Черенкова наблюдается и для протонов, релятивистских атомов железа и др.

Характерной особенностью черенковского излучения является направленность. Свет, излучаемый частицей, распространяется не во все стороны, а только в направлениях, составляющих определённый острый угол ϑ с траекторией частицы, то есть вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы. Угол излучения определяется соотношением

$$\cos \vartheta = \frac{u}{v} = \frac{c/n}{v}, \quad (318)$$

где $n = c/u$ называется показателем преломления среды, v – скорость частицы, u – скорость света в данной среде, c – скорость света в вакууме.

Например, для электрона, движущегося в бензоле, $\vartheta = 38.5^\circ$, $n = 1.501$. Подставляя эти значения в (318), получаем для скорости электрона в бензоле $v = 2.94 \cdot 10^{10}$ [см/с].

В экспериментах по регистрации на поверхности Земли широких атмосферных ливней космических лучей, состоящих из протонов и атомов железа, были определены $\cos \vartheta = 0.95$, $\cos \vartheta = 0.9$ [202]. Отсюда по формуле (318) их скорости равны

$$v = 1.05c/n, \quad v = 1.11c/n. \quad (319)$$

Согласно [203, с. 218], показатель преломления воздуха меняется как

$$n = 1 + 2.9 \cdot 10^{-4} \rho_{\text{в}} / \rho_{\text{в},0},$$

где $\rho_B, \rho_{B,0}$ – плотности воздуха на некоторой высоте и на уровне моря.

В случае эксперимента [202] $\rho_B/\rho_{B,0} = 1$ и $n = 1 + 2.9 \cdot 10^{-4}$, то есть значение скорости света $u = c/n$ в такой среде практически не меняется: $u \approx 0.9997c$. Тогда из формул (319) следует, что скорости частиц на 10 – 15 % превышают скорость света: $v \approx 1.05c, v \approx 1.11c$.

Такой результат опровергает принятую в современной физике гипотезу о невозможности превысить скорость света. Но подтверждает теорию эфира, где скорость объекта, как и в других средах, может превышать скорость свободного распространения возмущений в эфире – скорость света.

Покажем, что при движении частицы в эфире формула (318) остаётся той же самой. Сжатие среды не может распространяться впереди движущегося объекта, так как в рассматриваемых условиях объект движется быстрее, чем световая волна. Поэтому фронт образующейся волны располагается за движущимся объектом. Каждая точка среды, мимо которой прошло тело, может рассматриваться как источник сферических волн, распространяющихся в данной среде со скоростью света, см. рис. 26.

За время Δt объект, движущийся со скоростью v , переместится из точки O_1 в точку A . Поэтому $O_1A = v\Delta t$. За это время волна, вышедшая из точки O_1 , распространяется на расстояние $O_1B_1 = u\Delta t$, где u – скорость света в данной среде. Из треугольника O_1B_1A определяем

$$\cos \vartheta = \frac{O_1B_1}{O_1A} = \frac{u}{v}.$$

Полученное для эфира значение $\cos \vartheta$ совпадает со значением, приведённым в формуле (318).

Огибающей всех вторичных волн является коническая поверхность D_1AB_1 , см. рис. 26. Эта поверхность и является фронтом ударной волны.

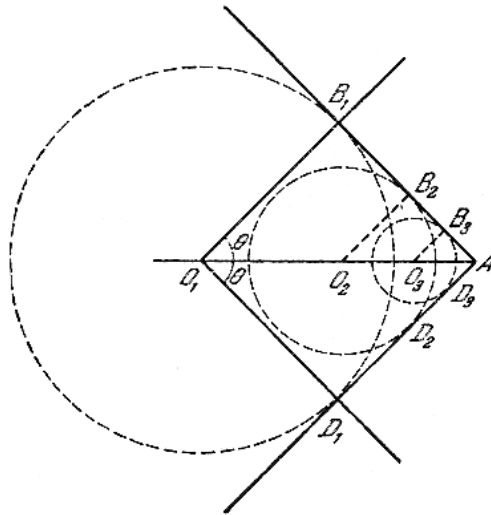


Рис. 26. Фронт волны излучения.

В газовой динамике [9] при рассмотрении сверхзвуковых волн угол при вершине конуса D_1AB_1 называется углом при вершине конуса Маха. Величина конуса Маха в газодинамических экспериментах характеризует сверхзвуковые течения. В работах [81, с. 68; 204, с. 136] с помощью аналогичного подхода сделан вывод о том, что в экспериментах [205, 206] могли наблюдаться сверхсветовые частицы, однако отсутствие в [205, 206] данных об углах излучения волн не позволило в явном виде оценить скорость частиц.

Вывод о наблюдении сверхсветовых частиц, помимо фундаментального методологического значения, имеет и практическую важность. Обычно в физике высоких энергий считают, что

масса частицы равна выражению $m = E/c^2$, где E – её энергия. В нём предполагают, что скорость света в вакууме c является мировой постоянной и однозначно определяет массу частицы. Но если в процессе движения частица в эфире приобретает скорость v , большую скорости c свободного распространения в нём возмущения, то выражение $m = E/c^2$ переходит в $m = E/v^2$ и перестаёт однозначно определять массу m . В этом случае для однозначного определения массы частицы нужны дополнительные измерения импульса частицы и угла излучения волн. Таким образом, значения всех известных масс сверхтяжёлых частиц требуют перепроверки в соответствующих дополнительных экспериментах. Скорее всего, массы будут уточнены.

24. Эфирная модель шаровой молнии

В методологии математического моделирования сначала строится математическая модель объекта на основе общих законов и интерпретации опытных фактов. Затем она изучается теоретически и экспериментально. Модель принимается в качестве адекватной, если следствия из неё соответствуют всем хорошо установленным опытным фактам. Такая методология явно или неявно используется и в других областях науки, особенно при исследовании необычных и редко возникающих явлений, таких, например, как шаровая молния.

24.1. Аномальные свойства ШМ

Интерес к пониманию природы шаровой молнии (ШМ) возник ещё в XVIII веке [207]. В частности, это явление изучал М.В. Ломоносов. С того времени выполнено множество экспериментальных и теоретических исследований ШМ, проведён статистический анализ наблюдений, предприняты попытки её математического моделирования. Подробное описание состояния исследований ШМ дано в работах [208–210].

Однако в последние годы наметилась тенденция к снижению активности исследований в области ШМ. По-видимому, главной причиной этого является постепенное понимание несоответствия имеющихся концепций ШМ её наблюдаемым свойствам.

Отсутствие удовлетворительных объяснений природы ШМ требует пересмотра исходных посылок. По всей видимости, пришло время отказаться от гипотез и моделей, которые долгие годы не приводили к успеху в её понимании. К ним относятся:

- построение модели ШМ в виде гомогенной (однородной) системы, стабилизированной атмосферным давлением;
- близость средней плотности ШМ к плотности воздуха;
- электронейтральность ШМ;
- свечение ШМ тепловым излучением нагретого тела.

На наш взгляд, модель шаровой молнии в первую очередь должна объяснять всю совокупность наблюдаемых уникальных свойств этого объекта, непредвзятое описание которых можно найти в [211]:

- (a) обладание аномально большой плотностью энергии порядка 10^{10} [Дж/м³] и выше;
- (b) появление в облаках и над землёй в отсутствие грозовой активности как бы из «ничего»;
- (c) характерный диаметр до нескольких метров, превращение шара в ленту, сворачивание ленты в шар;
- (d) свечение разных цветов и оттенков, иногда в виде иголок или струй;
- (e) электростатические эффекты, в некоторых случаях – магнитные, увлечение тел, запах озона;
- (f) способность проходить, не оставляя следов, сквозь стекло при его размере, сравнимом с размером ШМ, а также через другие тела;
- (g) в ряде случаев стук при ударе о твёрдое тело;
- (h) относительно небольшое время жизни, обычно несколько минут;

- (i) взрыв с хлопком, часто имеющий разрушительные последствия;
- (j) исчезновение вблизи ШМ металлических украшений с возникновением на теле обычно лишь относительно небольшого ожога.

Понятно, что понимание природы ШМ и овладение техникой её искусственного создания является во всех отношениях крайне привлекательным направлением исследований.

Однако современная физика, отказавшись от понятия среды (эфира), заходит в тупик при трактовке перечисленных свойств. Это приводит даже к отрицанию существования самого феномена ШМ, то есть к отрицанию объективности её наблюдения в природе. Такая ситуация, как мы уже неоднократно убеждались в данной книге, является признаком существенной роли движения эфира в рассматриваемом явлении.

24.2. Попытки объяснения ШМ без учёта эфира

Прежде чем переходить к эфирной модели ШМ, остановимся на обзоре многочисленных исследований конца XX – начала XXI века, к сожалению, так и не завершившихся полноценным пониманием явления ШМ и его искусственным воспроизведением за исключением трёх уникальных опытов, см. п. 24.4.

Первый международный симпозиум по ШМ состоялся в июле 1988 года в Японии. Его проведение инициировано на волне, как в то время считалось, успеха японских учёных в создании ШМ в виде высокочастотного разряда в воздухе [212]. Однако, как выяснилось впоследствии, исследования [212] не привели к воспроизведению ШМ.

В 1990-е годы кандидатом на роль лабораторного аналога ШМ была выдвинута струя эрозионной плазмы [213]. Однако её свойства оказались далёкими от свойств природных ШМ, и постепенно исследования эрозионных разрядов в контексте ШМ сошли на нет.

Идея ШМ с химическим источником энергии [214] стимулировала создание её модели на основе окисления твердофазных реагентов [215, 216]. Но экспериментальные и теоретические исследования такой модели также показали её неадекватность природной ШМ.

Интересной находкой казалось создание вихревых плазмоедов в электрическом разряде над поверхностью воды – так называемый «гатчинский разряд» [217–218]. Однако выяснилось, что такие плазмоеды также не воспроизводят свойства ШМ.

Можно ещё отметить представление ШМ в виде электрического разряда у стекла кабины самолёта [219] или плазменного пузыря, заполненного высокочастотным излучением [220]. Однако и такие модели не объясняли всех свойств ШМ.

В недавней работе [221] внимание сконцентрировано на объяснении свойств высокоэнергетических шаровых молний с запасом энергии $5 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{10}$ [Дж/м³]. В одной из предложенных в этой связи моделей предполагается, что пространство внутри оболочки шаровой молнии заполнено некими «плазмоедами», обладающими нескомпенсированным электрическим зарядом. Под «плазмоедом» обычно подразумевается система движущихся зарядов, удерживаемых собственными электрическими и магнитными полями. Прототипом модели плазмоеда послужил гидромагнитный плазменный конденсатор, изобретённый в 50-х годах XX века. Такая концепция названа «электродинамической моделью ШМ» [222].

В [210, 223] предложена так называемая химико-термическая модель ШМ. В ней ШМ представляется униполярно заряженным объектом с оболочкой и ядром. Ядро состоит из водяного пара или смеси пара и частиц атомизированного вещества (SiO_2 , Al_2O_3 и др.), появляющихся при ударе линейной молнии в различные материалы или в результате тектонического возмущения. Оболочка является тонкой плёнкой расплава или затвердев-

шего вещества. В этой модели предполагается, что заряд передаётся ШМ от линейной молнии, а устойчивость ШМ к кулоновскому разрушению обеспечивается поляризационной силой, рассмотренной А.И. Никитиным [210, 223]. Энергия такой ШМ определяется в основном энергией парообразования, выделяющейся при разрушении ШМ и в меньшей степени при горении её вещества.

Несмотря на продвинутость электродинамической и химико-термической моделей ШМ, они с трудом объясняют прохождение ШМ сквозь стекла, даже если в последних остаются миллиметровые отверстия [224], а также возникновение ШМ в отсутствие грозовой активности.

Тем не менее в настоящее время было бы разумным не отбрасывать плазменные и гетерогенные модели ШМ, а развивать эти модели параллельно с эфирной моделью ШМ, так как различные светящиеся объекты, относимые наблюдателями к ШМ, могут иметь разную природу.

24.3. Простейшая эфирная модель ШМ. Трактовка аномальных свойств

Перейдём к построению эфирной модели шаровой молнии.

Идея об эфирной природе ШМ высказывалась и ранее, например, в работе [225]. Однако представление об эфире в [225] носит натурфилософский характер и отличается от количественной концепции эфира, представленной в данной книге. Поэтому здесь результаты [225] не используются.

Представим ШМ как крупномасштабный, по сравнению с типичным магнитным полем, эфирный вихрь. Предположим, что на границе ШМ линейная скорость вращения достигает скорости света. Так как скорость света является характерной скоростью свободного распространения возмущений в эфире, то из аналогии с газогидродинамикой следует, что вблизи границы такого

вихря должен образовываться пограничный слой, трудно проникаемый для структурных носителей среды, в данном случае – для ньютониев. Размер ньютониев крайне мал даже по сравнению с размером протона (см. п. 21.2), поэтому пограничный слой тем более трудно проникаем для крупных эфирных образований: электронов, атомов, молекул и т. д. Из закона сохранения импульса (свойства инерции) объекты в вихре стремятся прижаться к границе, как твёрдые частицы при сепарировании в центрифуге. В результате пограничный слой усиливается веществом, попавшим в ШМ при её образовании. Создаётся некоторая оболочка, препятствующая распаду эфирного вихря.

Течение эфира внутри оболочки ШМ может быть достаточно сложным, как, например, течение газа внутри сосуда. Для получения простейших количественных оценок представим ШМ в виде потока эфира, вращающегося с угловой скоростью ω вокруг оси z декартовых координат с началом в центре ШМ, см. рис. 27.

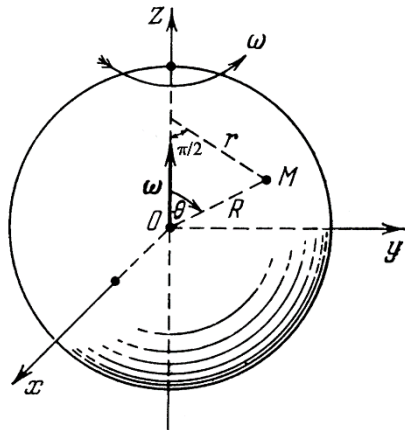


Рис. 27. Сферическая ШМ.

Форма фигуры равновесия вращающегося объёма зависит от действующих внутри и вне его сил, а также сил в пограничном слое, см., например: [9, п. 27; 15, с. 298; 139, гл. 2]. В модели сжимаемой среды давление, требуемое для поддержания установившегося течения в вихре и формы свободной границы вихря, может обеспечить, например, соответствующее распределение плотности среды.

ШМ обычно наблюдается в шарообразной форме. Поэтому изучим модель ШМ в форме шара радиуса r_0 .

Введём сферические координаты (r, θ, φ) с единичными базисными векторами $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi$, рис. 27.

Линейная скорость вращения эфира в простейшей модели ШМ выражается через угловую скорость и расстояние до оси вращения (рис. 27)

$$\mathbf{u} = \omega r \sin \theta \mathbf{i}_\varphi.$$

Условие достижения скорости света на границе r_0 даёт

$$c = \omega r_0 \sin \theta.$$

Отсюда

$$\omega = \frac{c}{r_0 \sin \theta}.$$

Эфир обладает крайне малыми вязкостью и самодиффузией (п. 21.7, 21.8), поэтому слои эфира могут двигаться практически независимо друг от друга. В данной модели ШМ каждый слой при фиксированном θ вращается со своей постоянной угловой скоростью $\omega = \omega(\theta)$.

Подставляя ω в \mathbf{u} , находим

$$\mathbf{u} = c \frac{r}{r_0} \mathbf{i}_\varphi.$$

В соответствии с формулой (12), объёмная плотность кинетической энергии эфира в ШМ равна

$$\mathcal{A} = \rho_m \mathbf{u}^2 = \rho_m c^2 \frac{r^2}{r_0^2}.$$

Кинетическая энергия, запасённая во всей ШМ, равна интегралу по её объёму

$$K_{\text{ШМ}} = \int_V \rho_m c^2 \frac{r^2}{r_0^2} dV.$$

При $\rho_m \approx \rho_{m,*} = \text{const}$

$$K_{\text{ШМ}} = \rho_{m,*} c^2 \frac{1}{r_0^2} 2\pi \int_0^{r_0} \int_0^\pi r^4 \sin \theta d\theta = \rho_{m,*} c^2 \frac{4}{5} \pi r_0^3.$$

Для средней плотности кинетической энергии в ШМ имеем

$$\bar{\mathcal{A}}_{\text{ШМ}} = \frac{K_{\text{ШМ}}}{\frac{4}{3} \pi r_0^3} = \frac{3}{5} \rho_{m,*} c^2.$$

Важно подчеркнуть, что в рассматриваемой модели ШМ её средняя плотность энергии оказалась универсальной характеристикой, определяемой только параметрами эфира и не зависящей от радиуса ШМ и угловой скорости вращения эфира в ней.

Для $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,0}$ (222) имеем

$$\bar{\mathcal{A}}_{\text{ШМ}} \approx 1.1 \cdot 10^{12} [\text{эрг/см}^3] = 1.1 \cdot 10^{11} [\text{Дж/м}^3].$$

С учётом того, что при воздействии ШМ на объекты не вся её кинетическая энергия может передаваться объекту, полученное значение $\bar{\mathcal{A}}_{\text{ШМ}}$ близко к наблюдаемым у ШМ значениям плотности энергии, см. свойство (а) в п. 24.1, а также [223]. Такое соответствие в методологии математического моделирования служит одним из подтверждений правильности модели.

Обсудим воспроизведение эфирной моделью ШМ остальных свойств из приведённого в п. 24.1 списка.

В п. 23.9.1 показано, что предвестником хорошо видимого разряда в газе является темновой ток, который представляет собой течение эфира между электродами, вызванное созданной на них разностью давлений эфира. Аналогично, до появления видимой линейной молнии, между облаком и землёй (или другим облаком) из-за разности на них давлений эфира (потенциалов) возникает течение эфира. Градиент давления эфира представляет собой электрическое поле (72), которое ускоряет в первую очередь существующие в атмосфере электроны как более лёгкие заряженные частицы. Ускоренные электроны ионизуют атомы и молекулы по всей длине течения эфира. Возникает лавина электронов, происходит искровой газовый разряд.

Свойства (b), (c) в эфирной модели ШМ объясняются возникновением условий для преобразования прямолинейного течения эфира в крупномасштабный вихрь. Такие условия могут появляться не только при ударе потока эфира о твёрдое тело, но и, например, при встрече противоположно направленных потоков эфира.

Более или менее устойчивый эфирный вихрь формируется при достижении на его границе скорости света (как в газе – скорости звука) и образовании за счёт этого трудно проникаемого пограничного слоя. Форма погранслоя определяется исходными условиями закрутки эфира. При этом, как уже отмечено выше,

захваченное в эфирном вихре вещество сепарируется на границу вихря (по аналогии с центрифугой), образуя оболочку. Так же как в газовом разряде, движущийся со скоростью света эфир возбуждает атомы и молекулы в погранслое. Появляется излучение. Его цвет (d) зависит от состава захваченного эфирным вихрем вещества. Свечение основных компонентов воздуха даёт голубоватый цвет, а органических аэрозолей – оранжевый и жёлтый.

Таким образом, механизм свечения ШМ аналогичен свечению газового разряда, а не нагретого тела.

Погранслои ШМ лишь частично непроницаемы для ньютонов и вещества, так как в некоторых его местах скорость эфира может быть меньше скорости света из-за локальных возмущений, связанных, например, с движением эфира вокруг атомов и молекул, а также с процессами ионизации и рекомбинации частиц. Возникают сопла, через которые течение эфира выходит за погранслои. Течение эфира в радиальном направлении может возбуждать атомы и молекулы и приводить к свечению в форме иголок и струй (d).

В эфирной трактовке электростатики п. 18.13 ускорение течения эфира в радиальном направлении за границей ШМ (по сравнению с внутренней областью) делает её отрицательно заряженным объектом. Это обуславливает электростатические свойства ШМ (e), а при её движении и магнитные.

Важно подчеркнуть, что эфирная трактовка заряда объекта не требует обязательного избытка отрицательно или положительно заряженных частиц в нём (см. п. 18.13). Поэтому вещество в ШМ может находиться в неионизированном состоянии или число положительных и отрицательно заряженных частиц в ней может быть одинаковым. В связи с этим, а также из-за наличия эфирного погранслоя вопрос об удержании избыточного числа заряженных частиц одного знака в ограниченном объёме, с которым сталкиваются некоторые модели ШМ, не актуален в рассматриваемом подходе.

Наиболее удивительным свойством ШМ является способность проходить через твёрдые объекты (f), практически не оставляя следов. В эфирной трактовке ШМ такое свойство вполне естественно. Вещество в погранслое ШМ может не иметь высокой температуры. В точке касания ШМ объекта оно покидает этот слой. Разрушения (оплавление, отверстия и т. п.) на объекте остаются лишь при высокой температуре вещества в погранслое. Из-за крайне малых размеров ньютониев и относительно крупного масштаба их течения в ШМ (по сравнению с течением эфира в электрическом или магнитном поле) эфирный вихрь, как уже неоднократно обсуждалось в книге, может практически свободно проникать в объект. На выходе из объекта погранслоем восстанавливается из попавшего в эфирный вихрь вещества. Создаётся впечатление, что через объект проходит вещество ШМ. На самом же деле через объект происходит не вещество, а эфирный вихрь ШМ. Существование вихрей в эфире (фантомов), способных проникать через тела, доказано в экспериментах пункта п. 23.6.4.

Имеющийся у ШМ заряд объясняет её предпочтение к взаимодействию со стеклом. Стекло поляризуется в электрическом поле заряженного объекта и притягивает его к себе.

Возникновение стука при ударе ШМ о твёрдое тело (g) зависит от состава и количества вещества, попавшего в погранслою.

Время жизни ШМ (h) определяется процессами, приводящими к уменьшению скорости эфира в погранслое. Основным из них, видимо, является стекание эфира из ШМ через сопла в погранслое, так как время жизни ШМ соответствует времени нейтрализации заряда объекта зарядами воздушного фона.

Взрыв ШМ с хлопком (i) можно связать с мгновенным разрушением погранслоя. Его негативные последствия – возникновение в воздухе сильной ударной волны, в том числе при резком заполнении вакуума внутри ШМ.

Скорость перемещения ШМ может быть обусловлена воздействием на неё электрическим полем. Например, определяется скоростью движения заряженного облака, которая составляет обычно 5 – 10 [м/с]. При этом нет ограничений на высоту нахождения ШМ.

Факты исчезновения металлических украшений кольцеобразной формы (j) можно объяснить наведением в них при приближении ШМ сильного электрического тока, так как ШМ может обладать очень большим электрическим зарядом в зависимости от интенсивности истечения эфира через сопла в погранслое. Отсутствие сильного ожога на коже, скорее всего, связано с её защитной реакцией, при которой практически мгновенно происходит испарение жидкости, охлаждающее место контакта.

Рассмотренный эфирный механизм ШМ объясняет возникновение ШМ в природе во время грозы. Часто ШМ появляются при воздействии линейных молний на землю. Можно предположить, что в создании канала линейной молнии участвует вихревое движение эфира. Сначала возникает поток эфира (как в газе, п. 23.9.1), который ионизует атомы и молекулы в канале линейной молнии. При взаимодействии потока эфира с землёй происходит его отражение с созданием области, в которой и образуется замкнутое эфирное течение, воспринимаемого как ШМ.

Грозовая активность и наблюдение ШМ часто сопровождаются появлением отверстий в земле диаметром от десятка сантиметров до нескольких метров и глубиной до нескольких метров [226, 227]. В вихревой модели ШМ такие явления вполне естественны как результат взаимодействия закрученного течения эфира и вещества с землёй. При этом относительно незначительное увеличение плотности грунта вне отверстия объясняется малым объёмом центральной части цилиндрической фигуры (отверстия) по сравнению с периферийной.

Проведённый анализ показывает, что эфирная модель ШМ позволяет объяснить практически все её уникальные свойства, причём без сложных теоретических построений. Получаемые из модели характеристики ШМ близки к наблюдаемым. Таким образом, в методологии математического моделирования предложенная модель ШМ может быть принята как адекватная реальному феномену.

24.4. Интерпретация экспериментов Теслы с ШМ. Резонансный механизм аномальных явлений в электротехнических устройствах

Эфирное понимание природы ШМ даёт представление об экспериментальных условиях, в которых следует ожидать её появления. Искусственное воспроизведение ШМ позволит детально изучить её свойства, а также уточнить математическую модель.

Проанализируем с позиций эфирной модели ШМ возможность получения именно ШМ в экспериментах Николы Теслы и его последователей.

Н. Тесла утверждал, что научился воспроизводить шаровые молнии в экспериментах с высокочастотными разрядами [228]. Приведём некоторые выдержки из его работ по публикациям [229, 230] в переводе [214].

«Мне удалось определить её (шаровой молнии) строение и получить её искусственно.

... взаимодействие двух частот проявляется в виде шаровой молнии, когда смещающаяся по фазе высокочастотная волна синфазно накладывается на низкочастотные колебания основной цепи ...

Это условие работает как пусковой механизм разряда мощной низкочастотной волны в бесконечно малом интервале времени, когда большая часть энергии не может оставаться в самом

устройстве, а выплёскивается в пространство с необычайной силой.

Изучение, как высокочастотный ток может взрывоподобно разряжать низкочастотный ток, есть шаг к проектированию систем, где эти взрывы происходят намеренно».

Авторы [229, 230] воспроизвели установку Н. Теслы в уменьшенном размере, см. рис. 28.

В [229, 230] они так описывают получение шаровых молний:

«Крошечные световые точки появлялись, казалось, ниоткуда. Потом несколько плавающих в воздухе огоньков попали под удары высоковольтных разрядов, излучаемых полюсом вторичной катушки. И вдруг мы увидели множество шаровых молний диаметром до нескольких сантиметров, которые “рождались” внутри разрядов, излучаемых катушками... и существовали, как правило, от полутора до нескольких секунд...

Был представлен широкий спектр цветов, подобно тому, как это происходит при использовании пиротехнических устройств.

Прекращение существования некоторых световых шаров сопровождалось громким звуком, тогда как другие просто тихо угасали...

Шары бывали пульсирующими. Если в них ударял разряд тока из трансформатора, они увеличивались в размерах, а потом снова сжимались. Обычно это происходило по много раз, прежде чем шары угасали. Однажды диаметр шара в течение секунды вырос с 6 мм до 5 см и при этом приобрёл огненно-красный цвет. Некоторые шары выглядели как банки: яркие кружки с тёмной серединой. Шары имели разные цвета – густой красный, ярко-белый, зелёный, жёлтый, бело-голубой, фиолетовый. Нередко они вращались, и по ним перемещались тёмные участки, словно пятна на Солнце. Иногда шары выглядели прозрачными, и внутри них мелькали электрические разряды. Несколько раз мы наблюдали, как шары за время своего существования меняют цвет, а в конце взрываются, словно сверхновые звезды.

Иногда разряды перескакивают с одного шара на другой, создавая ослепительное зрелище, при этом их внешний вид во время контакта с разрядом менялся».

Наиболее эффективные результаты получались при следующих условиях. 1. Генерация большого числа углеродных или испарённых частиц металла в небольшой области пространства. 2. Создание больших электрических полей порядка 20 – 40 [кВ/см] около объектов. 3. Быстрый подъем температуры частиц.

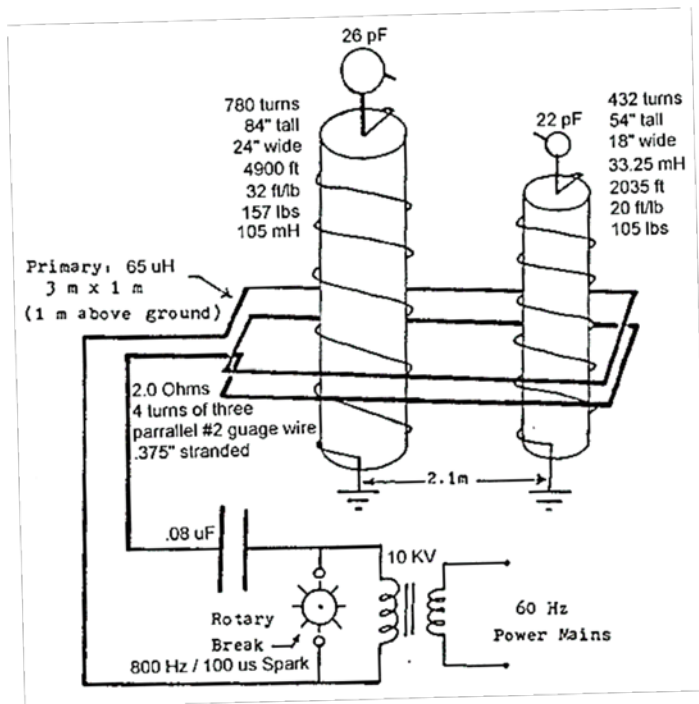


Рис. 28. Установка Джеймса и Кеннета Корум 1988 года по схеме Николая Теслы от 1899 года.

Авторы [229, 230] объясняли формирование шаров с помощью теории фрактальных кластеров [214]. Однако конденсация

и рекомбинация атомных частиц с повышением температуры замедляются, и рост кластеров из испарённых частиц становится затруднённым. Так что теория фрактальных кластеров вряд ли подходит для объяснения данного эксперимента.

В [229, 230] представлена уникальная серия фотографий, на которых отображён процесс проникновения полученного шара сквозь оконное стекло – аналог явления, нередко наблюдаемого при движении ШМ в естественных условиях. В [229, 230] такой эффект объясняется в предположении, что полученные шары представляют собой аэрозольные частицы. Прохождение шара через стекло интерпретируется как их гибель с одной стороны стекла и восстановление в сильном поле на другой стороне стекла. Однако такая трактовка весьма сомнительна, так как прохождение маленьких элементов шара через стекло должно сопровождаться образованием сквозного отверстия [224]. Кроме того, на фотографиях торца стекла видно, что шар проходит внутри стекла не меняя размеров.

Опыт [229, 230] повторен в работе [231]. Как и в [229, 230], наблюдалось образование светящихся объектов, но эксперименты по изучению их прохождения сквозь стекло не проводились.

Следует отметить, что, в отличие от многих попыток искусственного воспроизведения ШМ, опыты Теслы, Корумов и Копейкина использовали резонансные явления. Создавались электрические токи в узких каналах в области сильных высокочастотных электрического и магнитного полей. Совокупность всех этих факторов могла приводить к образованию вихревых эфирных структур с большой скоростью эфира в них.

Рассмотрим потоки эфира в конструкции, показанной на рис. 28. При работе такой цепи вертикальные катушки создают высокое переменное напряжение. В воздухе между разрядниками возникают пробой и переменный электрический ток, который в эфирном представлении является течением эфира со скоростью

V. Скорость электронов при лавинной ионизации составляет порядка $0.1c - 0.3c$ [185]. Поэтому скорость эфира **V**, который разгоняет электроны, должна быть порядка скорости света, что как раз и необходимо для создания погранслоя. Катушки и контур с малым числом витков, параллельный поверхности земли, создают магнитное поле **B** в вертикальном направлении. При наложении его на скорость течения эфира **V** между разрядниками возникает обобщённая сила Жуковского (121), компонента $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ которой закручивает эфир в области течения тока. Возникает эфирный вихрь.

Не исключено, что параметры компонентов схемы на рис. 28 подбирались в экспериментах так, чтобы между разрядниками создавалась продольная стоячая волна эфира с неподвижными или малоподвижными узлами. В такой волне естественным образом выделяется область, например, в форме банки между двумя узлами скорости. При закрутке эфира в этой области с помощью наложения магнитного поля **B** определённой частоты образуется зацикленное вихревое движение эфира, порождающее ШМ. Несколько областей между узлами образуют молнию со структурой в виде чётков.

Таким образом, в соответствии с эфирной моделью ШМ, в опытах Теслы, Корумов и Копейкина могли воспроизводиться именно шаровые молнии.

Резонансное воздействие внешним электромагнитным полем на область между двумя узлами продольной стоячей волны эфира позволяет накачать значительную энергию в эту область за счёт увеличения амплитуды колебаний в ней скорости эфира. Возможно, такой механизм на макро- или микроуровне лежит в основе многих аномальных с точки зрения обычной физики явлений, наблюдаемых в электротехнических устройствах, в том числе низкотемпературной трансформации нуклидов, которая проявляется в образовании изотопов и химических элементов, изначально отсутствовавших в системе, см. [lenr.seplm.ru].

По аналогии с фигурами Хладни (см., например: [ru.wikipedia.org]), визуализирующими взаимодействие стоячих волн с мелким песком, формирование страт при взрыве проволочек, см. с. 232, а также страт и доменов в тлеющем разряде [185, с. 439, 442, п. 12.1.3, 13.7, 13.5.4] можно объяснить взаимодействием стоячих волн в эфире с веществом.

В физике возникновение страт при взрыве проволочки не имеет объяснения, см. ссылку на с. 232. Появление страт в тлеющем разряде интерпретируется как чередование областей, в которых электроны преимущественно рождаются и преимущественно гибнут [185, п. 13.7.2], однако объяснение причин возникновения таких областей вызывает большие затруднения [185, п. 13.7.8].

В заключение обратим внимание на мнение Н. Теслы о распространении электромагнитных волн именно как продольных волн в некоторой среде. В книге [232, с. 135] приводятся цитаты из его интервью журналистам. Н. Тесла объяснял Г. Герцу, что электромагнитные волны «было бы лучше называть электрическими звуковыми волнами или звуковыми волнами электризованного воздуха». «Когда доктор Генрих Герц проводил свои эксперименты в период с 1887 по 1889 год, его целью была демонстрация теории, заключающейся в том, что среда, которая наполняет все пространство, называется эфир, не обладает структурой, очень тонка, однако одновременно чрезвычайно прочна. Он добился определённых результатов, и весь мир признал их достоверным подтверждением этой всеми любимой теории, но в действительности его наблюдения оказались ошибочными.

За много лет до этого я установил, что такая среда не может существовать, а все пространство заполнено газообразным веществом. Повторив эксперименты Герца с усовершенствованным и очень мощным оборудованием, я удостоверился в том, что он

наблюдал не что иное, как эффект продольных волн в газообразной среде, то есть волны распространялись посредством сжатия и расширения. Эти волны напоминали звуковые волны воздуха, а не поперечные электромагнитные волны, как обычно предполагалось».

Исследования в нашей книге теоретически подтверждают экспериментальный результат Н. Теслы. Продольные волны существуют в эфире, см. п. 4, как и в других сжимаемых средах. Понятно, что описание эфирной среды в терминах конвективной производной \mathbf{E} (21) и ротора \mathbf{B} (20) вызывает огромные трудности интерпретации происходящих в ней процессов.

25. Эфирная модель строения Земли

В данном разделе предлагается модель строения Земли и её окрестности, базирующаяся на понимании всех процессов в природе как движения эфира. Рассматриваются направления глобального движения эфира и вещества. Обсуждаются возможность и общие условия образования химических элементов и их соединений.

Представленный здесь анализ проведён совместно со специалистом по геофизике к.г.-м.н. В.И. Шаровым, а также с участием к.т.н. В.А. Чижова.

Прежде чем переходить к изложению эфирной модели Земли, напомним основные сведения о её глобальной структуре.

Земля состоит из плотной части и окружающей её атмосферы, см. рис. 29.

Состав и строение атмосферы изучены гораздо более подробно, чем плотная часть Земли, так как практически в любую точку атмосферы имеется непосредственный доступ. Здесь мы сосредоточим внимание на свойствах плотной части Земли.

Внутреннее строение Земли описывается моделями, характеризующими изменения с возрастанием глубины плотности,

давления, ускорения свободного падения, скорости сейсмических волн и других параметров. Классические модели сферически симметричны. Различие строения Земли под океанами и континентами на глубине до 420 [км] учитывается в океанической и континентальной моделях. Средняя модель является их комбинацией. Для бóльших глубин такое разделение не проводится.

В качестве модели внутреннего материального строения Земли рассмотрим модель из [121, гл. 44]. На начальном этапе глобального эфирного анализа достаточно взять среднюю классическую модель Земли [121, табл. 44.1].

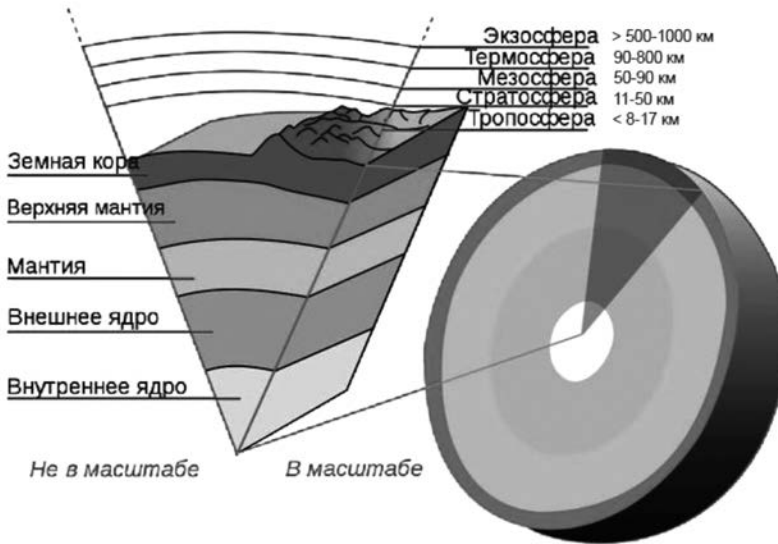


Рис. 29. Слои Земли и атмосферы.

Набор методов исследования глобальной структуры Земли достаточно ограничен. В настоящее время прямые методы её изучения с помощью бурения возможны лишь до глубины ~12 [км], которую имеет Кольская сверхглубокая скважина

[233, 234]. На глубине 10 – 12 [км] начинаются серьёзные проблемы с прохождением пород, связанные, видимо, с разрушением бура. Измерение ускорения свободного падения в шахте даёт слишком приближённые результаты [26, с. 346]. Внутреннее строение Земли на большой глубине оценивается по известной массе, моменту инерции земного шара и на основе изучения упругих волн.

Анализ распространения продольных и поперечных упругих волн, возникающих в результате землетрясений или создаваемых искусственно, является одним из основных методов получения сведений о внутреннем строении Земли. Состояние, близкое к жидкому, пропускает лишь продольные волны в результате изменения объёма. Границы между состояниями преломляют продольные волны и плохо пропускают поперечные волны.

Исследование распространения волн показывает, что Земля имеет слоистую структуру в форме вложенных друг в друга сферообразных колец. Вещество в кольцах находится в твёрдом и близком к жидкому состояниях.

Важнейшими границами являются поверхность Мохоровичича, залегающая на глубине 10 – 70 [км], и поверхность Вихерта – Гутенберга на глубине 2900 [км]. Эти границы разделяют земной шар на три главные зоны: кору, мантию и ядро, см. рис. 30. Кора обладает наибольшей жёсткостью, мантия характеризуется высокой вязкостью, а ядро находится в состоянии, близком к жидкому. Внутри трёх главных зон Земли имеются менее чётко выраженные границы, рис. 30.

Также выделяют твёрдую оболочку Земли – литосферу, состоящую из земной коры и верхней части мантии до астеносферы (рис. 30), где скорости сейсмических волн понижаются, свидетельствуя об увеличении пластичности пород.

Масса ядра в процентах составляет 0.3259, мантии – 0.6697, коры – $0.435 \cdot 10^{-2}$, океанов – $0.23 \cdot 10^{-3}$, атмосферы – $0.854 \cdot$

10^{-6} [121, с. 1180]. То есть основная масса Земли находится в мантии и ядре.



Рис. 30. Структура Земли.

В таблице ниже приведены данные из [121, табл. 44.1] о плотности и давлении внутри Земли. Интересно отметить, что плотность меняется не так сильно, как давление. Возможны скачкообразные изменения плотности с глубиной, вызванные различием состава пород и их фазового состояния.

Расстояние от центра [км]	Глубина [км]	Плотность [г/см ³]	Давление 10 ⁸ [Па]
0	6371.0	13.012	3632.4
1217.1	5153.9	12.704	3288.7
1217.1	5153.9	12.139	3288.7
3485.7	2885.3	9.909	1354.0
3485.7	2885.3	5.550	1354.0

5701.0	670.0	5.377	239.1
5701.0	670.0	4.077	239.1
5951.0	420.0	3.768	141.1
5951.0	420.0	3.553	141.1
6352.0	19.0	3.310	4.8
6352.0	19.0	2.902	4.8
6357.0	14.0	2.902	3.3
6357.0	14.0	2.802	3.3
6368.0	3.0	2.802	0.3
6368.0	3.0	1.030	0.3
6371.0	0.0	1.030	0.0

Наиболее удивительными свойствами Земли являются рост её радиуса и возобновление выработанных месторождений полезных ископаемых. Вывод о росте размера Земли установлен на основе анализа опытных фактов [235]. Вопросы длительной высокой отдачи месторождений и восстановления выработанных месторождений активно обсуждаются в среде геологов и геофизиков.

Современная физика затрудняется в объяснении данных феноменов. Понимание природы как движения эфира (ньютониев) позволяет построить простую и наглядную модель процессов, происходящих в Земле.

Согласно эфирным представлениям, Земля вращается в мощном внешнем гравитационном потоке эфира. Его свойства и свойства попадающих в него материальных объектов рассмотрены в п. 15.2, 16.2, 17.2, 22.2. Структурные элементы вещества Земли создают свой гравитационный поток, который накладывается на внешний поток. Изучение соотношения скоростей этих потоков требует дополнительных исследований. Угловая скорость вращения суммарного гравитационного потока может быть неоднородной по пространству, так как соседние слои течения эфира слабо взаимодействуют из-за его малой вязкости и самодиффузии (п. 21.7, 21.8).

В пользу эфирной основы строения Земли говорит соответствие реальной формы Земли и рассчитанной теоретически в поле силы эфирного гравитационного тяготения, пропорциональной $1/r^2$ (п. 15.2). Такой расчёт для любой силы $\sim 1/r^2$ проведён в [9, п. 27].

На рис. 31 показана схема возникающих в гравитационном потоке эфира плотностей сил и направлений движения эфира и вещества (осязаемой материи). Следует иметь в виду, что в северном полушарии расположен южный магнитный полюс, а в южном – северный. В физике условлено, что силовые линии магнитного поля выходят из северного магнитного полюса.

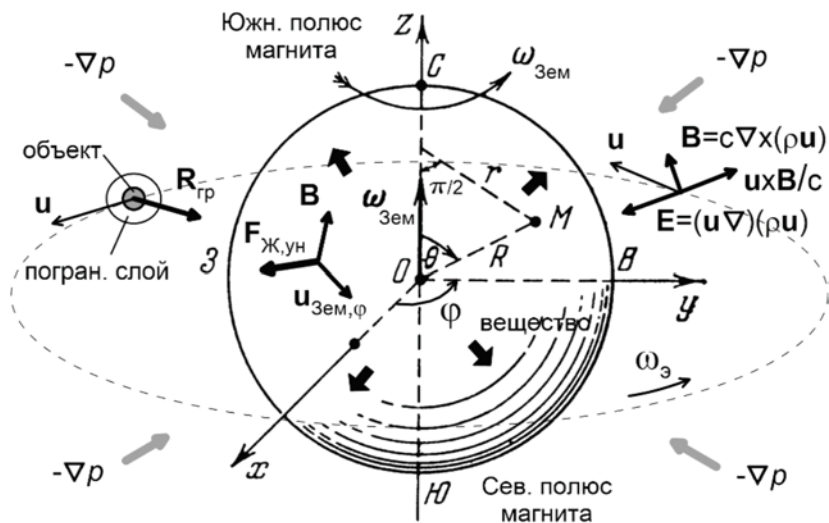


Рис. 31. Схема потоков эфира и вещества. В гравитационном потоке эфира $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c \approx 0$ (156). Серыми стрелками обозначен поток эфира к центру Земли, жирными чёрными – поток вещества из центра Земли. Также показана сила гравитационного притяжения объекта $\mathbf{R}_{гр}$ (172)–(174).

Ньютонии (эфир) из околосемного пространства движутся в направлении центра Земли под действием градиента давления гравитационного вихря $-\nabla p$. Внутри Земли на него накладывается плотность обобщённой силы Жуковского $\mathbf{F}_{\text{Ж,ун}}$, возникающей, как в униполярном генераторе, из-за вращения Земли в магнитном поле, см. п. 18.11. Так как линейная скорость вращения Земли много меньше линейной скорости вращения гравитационного потока эфира (см. п. 22.2), то $\mathbf{F}_{\text{Ж,ун}}$ можно пренебречь по сравнению с ∇p . Таким образом, уравнение движения (5) плотности глобального потока ньютониев около Земли и внутри неё имеет вид

$$\frac{d\rho_m \mathbf{u}}{dt} = -\nabla p.$$

Течение эфира со слабыми градиентом и завихренностью плотности потока обладает высокой проникающей способностью из-за крайне малого размера ньютониев (228) и малой вязкости эфира (п. 21.7). Поэтому оно достигает ядра Земли.

Задача о движении сферической оболочки к центру решена Е.И. Забабахиным [236, с. 28–31; 237; 238]. Как для вещества, так и для электромагнитного поля показано, что при сжатии оболочки происходит неограниченная кумуляция (нарастание) кинетической энергии.

В результате по аналогии с газогидродинамикой в центре Земли должна образовываться область с высокой плотностью и энергией ньютониев. Взаимодействие локальных завихрений и эфирных потоков от структурных элементов ядра Земли приводит к образованию устойчивых в эфирной среде вихресточников (электронов) и вихрестоков (протонов), на границе которых линейная скорость течения достигает скорости света (характерной скорости свободного распространения возмущений в эфире).

Давление (плотность энергии) в ядре Земли, по данным в приведённой выше таблицы, почти в четыре раза превышает давление невозмущённого эфира (224). В таких условиях при возникновении резонансного движения должно происходить слияние протонов и электронов в ядра водорода и нейтроны. Энергия состояния протонов и нейтронов уменьшается при образовании ими ядер лёгких элементов (до железа) [239, гл. 6, п. 2]. Поэтому в центре Земли должны рождаться ядра лёгких химических элементов. Таким образом в центре Земли возникает вещество (осязаемая материя).

Происходящие в ядре Земли реакции следует отнести к так называемой низкотемпературной трансформации нуклидов, см., например: [lenr.seplm.ru], так как энергия, выделяющаяся при таких реакциях, значительно меньше энергии, выделяющейся в ядерных реакциях синтеза, как на Солнце, или распада при делении тяжёлых элементов.

В рассматриваемой модели ослабление потока эфира к центру Земли приведёт к прекращению образования материи в ядре. Однако трансформации нуклидов могут происходить ещё длительное время после этого, так как интенсивность таких реакций обычно невысока из-за относительной малости вероятности возникновения условий для резонанса [240, 241].

Таким образом, в ядре Земли происходит образование вещества, увеличивается плотность материи, возрастает её давление. В результате раздвигаются внешние слои, происходит рост размера Земли.

Одним из подтверждений гипотезы об образовании материи в ядре Земли является уменьшение толщины слоёв с удалением от её центра, так как при возрастании радиуса сферического кольца при сохранении объёма ширина кольца уменьшается. Отметим, что по толщине колец можно пытаться в рамках тех или иных моделей оценить скорость образования вещества в ядре или периоды его особой активности.

Ясно, что на движение материи в ядре и мантии оказывают влияние множество факторов, в том числе случайных, а также особенности устройства (разломы, поверхностное натяжение) и мощность (ширина) литосферы Земли. Поэтому описание деталей этого процесса представляет сложную задачу. Остановимся здесь лишь на анализе общих причин возникновения большого разнообразия полезных ископаемых и объяснении возможности их возобновления.

Как уже неоднократно отмечалось в книге, слабо модулированное течение эфира обладает высокой проникающей способностью из-за крайне малого размера ньютониев. Поэтому энергия в такой форме может достаточно свободно перемещаться внутри Земли.

В коре Земли имеются резонаторные области, в которых течение эфира может запереться, например, из-за наличия большого градиента давления эфира (электрического поля) на её границах, см. уравнение (23). Кроме того, в Земле могут образовываться эфирные вихри, например, при встрече потоков эфира.

Существование в Земле резонаторных областей подтверждается их выходом на поверхность в виде так называемых аномальных геопатогенных зон, в которых отмечаются сильные электрическое и магнитное поля, образование плазмоидов и шаровых молний. Подтверждают наличие резонаторных областей и данные геофизики. Например, под большими месторождениями нефти наблюдается разветвлённая система областей в форме клизм с направленными вверх горлышками [242]. Кроме того, многие месторождения твёрдых веществ находятся в местах вертикальных или наклонных разломов горных пород.

Двигаясь в коре Земли, вещество попадает в резонаторные области, где в результате взаимодействия с эфирной волной возникают электрические разряды и продольные или поперечные стоячие волны. При резонансе с внешним волновым течением

эфира (например, электромагнитным полем) в области между узлами стоячей волны накачивается энергия. Если такая энергия превышает некоторый порог, то начинают происходить реакции низкотемпературной трансформации нуклидов. Возникают новые химические элементы. Данный механизм объясняет многообразие полезных ископаемых и восстановление их выработанных месторождений, в том числе происхождение воды в бьющих из глубоких недр неиссякаемых источниках.

По мере приближения к поверхности Земли объём резонаторных областей уменьшается [242], выделение энергии в результате происходящих в них трансформаций нуклидов падает. Кроме того, на поверхности тепловая энергия Земли тратится на излучение и нагрев атмосферы. Всё это объясняет падение температуры с уменьшением глубины и жёсткость земной коры, при температуре которой многие вещества находятся в твёрдом состоянии.

Вывод о важной роли низкотемпературной трансформации нуклидов в динамике материи Земли подтверждается невозможностью бурения традиционными способами на глубинах порядка 10 [км]. Если принять, что давление столба воды каждые 10 [м] растёт на 1 [атм], то на глубине 10 [км] оно достигает 10^3 [атм] $\approx 10^8$ [Па] и с учётом локальных напряжений приближается или даже превышает давление невозмущённого эфира (224). В таких условиях начинается перестройка структуры вещества, в том числе химических элементов.

Для подтверждения и развития представленной модели внутренней структуры Земли необходимы постановочные эксперименты по искусственному созданию условий, аналогичных протекающим в литосфере Земли, при которых происходят низкотемпературные трансформации нуклидов и образуются те или иные полезные ископаемые. Конкретные условия могут быть подсказаны фактами, накопленными в геологии и геофизике, см., например: [243, 244]. Решение такой сложной задачи потребует

много усилий, но может стать новым значительным прорывом в методах поиска и анализа месторождений, сравнимым с периодом развития таких технологий в 1960-х годах.

Приведённые здесь качественные соображения могут служить основой для создания подробной количественной модели структуры Земли, которая в сочетании с вычислительным экспериментом позволит получить новые обоснованные содержательные результаты о деталях строения Земли, разработать новые способы поиска месторождений полезных ископаемых, понять условия, способствующие их обогащению и восстановлению.

Аналогичную эфирную модель можно предложить для Солнца. Основные отличия от эфирной модели Земли – более масштабный гравитационный поток с большей скоростью течения ньютониев, в центре которого достигается плотность энергии (давление), достаточная для начала реакций термоядерного синтеза, в которых выделяется значительно больше энергии, чем при трансформации нуклидов.

Заключение

Активное развитие эфирных представлений о явлениях природы обусловлено необходимостью убедительного объяснения известных и новых опытных фактов (см., например: [63, 80, 81, 88–91, 94, 95, 109–112]), а также задачей создания принципиально новых технических устройств. Анализу общепринятых физических концепций и изложению эфирных моделей посвящено множество публикаций (см., например: [73–93]). Представленная в книге теория эфира отличается логической строгостью построения на основе закона сохранения материи и закона сохранения импульса (второго закона Ньютона), последовательным применением методологии прикладной математики для верификации математической модели эфира.

Совокупность проведённых в книге системных многосторонних исследований, сравнение теоретических представлений с большим количеством экспериментально установленных законов и опытных фактов обосновывают гипотезу о существовании эфира, выраженную в виде общепринятых постулатов: сохранения материи и сохранения количества движения.

Выделим некоторые достаточно надёжные экспериментальные результаты, которые уже сейчас убедительно подтверждают наличие эфира: взрыв проволочек электрическим током, п. 18.10; заряд в электростатике, п. 18.13; притягивание магнита и ферромагнитного материала, п. 19.2; сублимация и испарение веществ, п. 21.12; ток в униполярном генераторе, п. 23.3; нагрев металла, п. 23.5.1, 23.5.2; ток при торможении катушки п. 23.6.1, 23.6.2; создание магнитного поля вращающимся сверхпроводником, п. 23.6.3; генерация фантома в эфире, п. 23.6.4; разрушение материала лазером, п. 23.8; движение несимметричных конденсаторов в глубоком вакууме, п. 23.9.5; черенковское излучение 23.11; искусственные шаровые молнии, п. 24.4.

Для дополнительной верификации гипотезы о существовании эфира и уточнения характеристик эфира в книге предложены

новые, в том числе относительно недорогие, эксперименты и модификации известных опытов, см. п. 10, 12.1, 16.1, 18.11, 19.2, 21.5, 21.9, 23.2.3, 23.3 (с. 405), 23.5.1, 23.6.1, 23.6.2, 23.6.6, 23.6.7, 23.9.2–23.9.5, 23.10.4, 23.11.

Согласно методологии математического моделирования [1–5], устанавливающей адекватность математической модели на основании соответствия её следствий хорошо проверенным опытным фактам, проведённые исследования позволяют сделать обоснованный вывод об адекватности описания электрических, магнитных, гравитационных и кинетических явлений как динамики эфира в модели механики сплошной среды (4)–(6), причём без привлечения теории относительности. Поэтому представленный в книге математический формализм имеет хорошую перспективу стать общей платформой для консолидации усилий сторонников теории эфира по утверждению её в качестве базовой концепции при анализе явлений природы. В том числе дать надёжную математическую платформу для анализа физико-феноменологических и натурфилософских моделей эфира.

Важно подчеркнуть, что в настоящее время в методологии математического моделирования нет оснований рассматривать уравнения Максвелла в качестве исходных уравнений для описания природы, так как пока отсутствуют результаты по выводу из этих уравнений закона электромагнитной индукции, законов Ампера, силы Лоренца, закона всемирного тяготения и других законов.

Кроме того, описание рассмотренных в книге явлений не требует применения модели квантовой механики с её набором постулатов и принципов. При этом квантование процессов не исключается (см. п. 6).

Отрицание существования эфира обычно базируется на интерпретации опытов Майкельсона и наблюдений движущихся источников света (см., например: [29, п. 102, 103]). Однако, как показывает детальный анализ, общепринятая интерпретация

данных опытов не адекватна (см. приложения 2 и 3). В частности, необходим учёт наличия вихрей и возможность существенного изменения скорости эфира около Земли и других космических тел. Иными словами, надо искать эфирный ветер там, где он есть.

Существование эфира подтверждается большим множеством (более семидесяти) рассмотренных в книге экспериментальных фактов, в частности изложенных в п. 23.

Ещё один важный фундаментальный вывод из представленных в книге исследований состоит в том, что уравнения эфира (4)–(6) необходимо учитывать при построении детальных самосогласованных математических моделей электродинамики, газовой, гидродинамики и кинетики, так как, например, в общем случае векторы \mathbf{E} и \mathbf{V} не содержат всей информации о движении плотности потока эфира $\rho\mathbf{u}$ (см. формулы (20), (21)), то есть могут не давать полноценного описания некоторых процессов. Уравнения Максвелла также утрачивают часть информации, содержащейся в исходных уравнениях эфира, так как являются их частным следствием (п. 2).

Более того, систематическое использование уравнений эфира (4)–(6) приводит к выводу о том, что первопричиной свойств электрических токов и магнитов является поток эфира, а возможное движение заряженных частиц – сопутствующим эффектом в этом потоке.

Отметим, что в моделях явлений, помимо законов сохранения материи и импульса, могут применяться и другие известные в механике сплошной среды законы сохранения.

В математической теории эфира сложные и на первый взгляд парадоксальные явления находят единую ясную интерпретацию механики сплошной среды. В книге проанализированы такие явления, как: корпускулярно-волновой дуализм; различное поведение противоположно заряженных тел в электрическом и магнитном полях; гравитационное воздействие; явления, связанные с

электрическими токами и магнитами, в том числе сверхпроводимость; теплопроводность; взаимодействие тел с гладкими поверхностями; фазовое состояние объектов; квантование.

В теории эфира механизм электрического тока и теплопроводности в металлах объясняется созданием градиента давления ньютониев (градиента плотности энергии) и не требует наличия свободных электронов, см. п. 21.5, 21.6, 21.9–21.11, 23.2.1, 23.5, 23.6.1, 23.6.2. Подчеркнём, что для современной физики борьба за электронную теорию проводимости и теплопроводности металлов является принципиальной, так как малая роль или отсутствие свободных электронов в металлах приводит её к необходимости введения эфира или его аналогов для объяснения данных процессов. Физика, несмотря на внутренние противоречия классической электронной теории проводимости металлов (п. 23.2.1) и её существенное (около 10 тысяч раз) количественное несоответствие экспериментам [32, с. 213; 152, гл. 6, с. 55; 154, гл. 3], вместо того чтобы признать наличие эфира, пытается сохранить электронную теорию проводимости за счёт наделения электронов в квантовой теории нужными для объяснения экспериментов свойствами. В частности, электрон представляется волной, способной огибать препятствия [28, с. 424]. Но такой подход означает, что физика, отрицая существование эфира, всё равно вводит некоторый экзотический аналог течения эфира.

Обратим внимание на известное мнение о необходимости уточнения молекулярной модели различных макроскопических сред [245, с. 47–48]. Теоретически полученные в физике формулы для теплопроводности, вязкости, электропроводности и диффузии обычно оказываются слишком грубыми для применения. Вместо них на практике используются экспериментальные данные. Особенно заметны противоречия между теорией и экспериментом в молекулярно-кинетическом описании жидкости, затвердевания и твёрдого тела [151]. Теория эфира позволяет надеяться на снятие имеющихся противоречий между теорией и

опытом за счёт развития модели атомов, молекул и действующих между ними сил.

Важным результатом является вывод о том, что гравитационное взаимодействие объектов в эфире может происходить на расстояниях порядка размеров их пограничных слоёв, которые могут значительно отличаться от размеров самих объектов. Этот эффект аналогичен бесконтактному взаимодействию магнитов (с. 272) и заряженных объектов (п. 18.13).

В книге раскрыто единство происхождения электромагнитных и гравитационных сил как результата движения эфира. Исходя из этого, а также учитывая полученную приближённую оценку, показывающую высокую скорость эфира около Земли (п. 22.2), естественно поставить задачу об изучении возможности создания технических устройств, преобразующих гравитационное движение эфира около Земли в электромагнитное и наоборот с целью извлечения энергии, управления гравитацией и создания новых средств передвижения в пространстве. Анализ, проведённый в п. 23.10, позволяет начать решение такой задачи.

Известно, что электрическое поле Земли у поверхности составляет ~ 130 [В/м], что на расстоянии роста человека даёт напряжение ~ 200 [В] (см., например: [28, с. 82]). Полная разность потенциалов между поверхностью Земли и верхними слоями атмосферы составляет почти 400 [кВ]. В физике считается, что некоторые неизвестные процессы препятствуют быстрой потере Землёй своего заряда [28, с. 83]. Однако, как показано в п. 18.11, наличие заряженных частиц для поддержания электрического поля Земли не требуется. Изучение деталей эфирных механизмов земного и атмосферного электричества может привести к созданию эффективных технических устройств, позволяющих использовать энергию, запасённую в электрическом поле Земли, см. конец п. 23.2.2. Не исключено, что именно подобными технологиями владел Никола Тесла.

В п. 21.5 показано, что эфир фактически является термостатом. Колоссальную теплоёмкость эфира можно пытаться использовать в практических целях.

Анализ структуры носителей эфира (массы и размера ньютониев, см. п. 21.2) показывает колоссальную структурную и информационную ёмкость эфира даже на расстояниях порядка радиуса протона. Это обуславливает большое разнообразие объектов микромира, открывает практически неограниченные возможности для создания новых информационных и вычислительных технологий.

Высокая проникающая способность определённых потоков эфира позволяет предложить представленную математическую теорию в качестве инструмента для обоснованного анализа так называемых психофизических и паранормальных явлений.

Изложенный материал, независимо от отношения к гипотезе о существовании эфира и его физической интерпретации, может рассматриваться как новый эффективный математический аппарат для детального изучения электрических, магнитных, гравитационных и кинетических эффектов.

Представленные результаты формируют единую физико-математическую методологию для изучения различных явлений природы, показывают тесную взаимосвязь электромагнитных процессов и гравитации, дают новый математический аппарат для более глубокого изучения микро- и макромира, открывают возможность разработки принципиально новых технических систем для производства и хранения энергии, передвижения в пространстве, управления гравитацией, оперирования с информацией.

Раз есть среда, в которой всё происходит, то её можно использовать в практических целях.

Следующим этапом исследований является детализация моделей с учётом особенностей конкретных условий протекания

процессов, проведение вычислительных и натуральных экспериментов, создание прорывных инновационных технологий.

В современных фундаментальных исследованиях наблюдается конвергенция (синтез) различных отраслей науки [246]. В предыдущие 200 – 300 лет научные исследования были направлены в основном на создание методик изучения явлений, накопление и применение знаний по отдельным направлениям. Современные потребности общества требуют новых фундаментальных открытий для создания принципиально новых эффективных, природоподобных, экологических технологий. Такую задачу трудно решить в рамках одного направления науки. Поэтому происходит синтез подходов из различных отраслей знаний. Изложенный в книге материал можно рассматривать как математический аппарат для конвергенции, позволяющий количественно объединить различные отрасли науки на основе единой универсальной модели природы.

Новый подход к пониманию основ природы должен оживить развитие естественных наук и стимулировать связанную с ними организационно-финансовую деятельность. Предстоит масштабная работа по подготовке новых монографий и учебных курсов, объёмному переизданию учебной литературы в современной редакции, открытию новых направлений в исследовательских институтах и подготовке по ним специалистов в вузах, созданию принципиально новых технических устройств.

В гуманитарной сфере важно провести всесторонний анализ исторических, социальных, психологических, экономических и философских причин, по которым методология современной физики в части теории оказалась догматической, сдерживающей переход к новым технологиям. На основе таких исследований должны быть выработаны меры по обеспечению динамичного развития человечества.

Приложение 1. Вывод уравнения Ампера

Анализ результата применения оператора производной по направлению $(\mathbf{n} \cdot \nabla)$ к уравнению (23) в общем случае с выделением члена вида $\nabla \times \nabla \times$ и обоснование его единственности дано Ф.С. Зайцевым с помощью представления сложных дифференциальных операторов через простейшие. Однако соответствующие выкладки являются очень громоздкими. Поэтому приведём здесь относительно краткий вывод уравнения (29), предложенный Н.А. Магницким при $q = 0$, $\mathbf{F} = 0$ [45].

Применим к уравнению (23) оператор производной вдоль кривой $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$. Получим

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) - \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \cdot \nabla\right)(\rho \mathbf{u}) = 0.$$

Обозначим $\mathbf{a} \equiv \rho \mathbf{u}$, $\mathbf{b} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{a}$.

Рассмотрим член $(\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}))$. Воспользуемся предпоследней формулой из таблицы 5.5-1 в [51]

$$\begin{aligned} (\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) &= (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{b} = \\ &= (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}). \end{aligned}$$

Вычислим $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b})$ с помощью второй формулы из списка (b) таблицы 5.5-1 в [51]

$$\begin{aligned} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) &= \nabla \times (\mathbf{u} \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{a})) = \\ \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}) - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}))) &= \\ \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) - & \\ \nabla \times (\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}))) & \end{aligned}$$

Преобразуем последний член с помощью выражения для двойного векторного произведения

$$\begin{aligned} & \nabla \times (\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}))) = \\ & \nabla \times (\mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})\nabla \times \mathbf{a}). \end{aligned}$$

Имеем

$$\begin{aligned} & \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) = \\ & \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) - \\ & \nabla \times (\mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) - \mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a}). \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} & (\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u})) = \\ & (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \\ & \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) + \\ & \nabla \times (\mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}))) - \nabla \times (\mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a}). \end{aligned}$$

Производную $\partial\mathbf{u}/\partial t$ представим с помощью уравнения (30). Подставив $(\mathbf{u} \cdot \nabla)((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}))$ и $\partial\mathbf{u}/\partial t$ в исходное уравнение, получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \\ & \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) + \\ & \nabla \times (\mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}))) - \\ & (((\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}) \cdot \nabla) \mathbf{a} = \nabla \times (\mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a}). \end{aligned}$$

Обозначив

$$4\pi\mathbf{j} \equiv (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \\ \nabla \times (\mathbf{u} \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}))) + \\ \nabla \times (\mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}))) - (((\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}) \cdot \nabla) \mathbf{a},$$

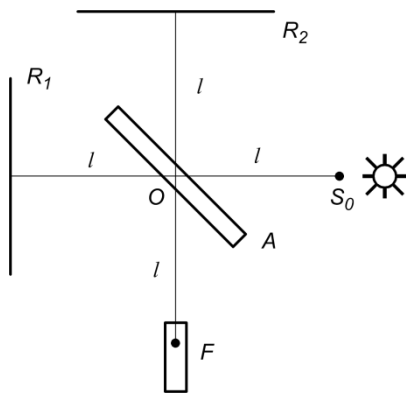
приходим к уравнению (29)

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j} = \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right).$$

Приложение 2. О поисках эфирного ветра

В связи с исследованием электродинамических процессов в эфире остановимся на вопросе об эфирном ветре. Различные эксперименты, сделанные разными авторами в XIX веке, давали положительный ответ на вопрос о существовании эфирного ветра [80]. Начиная с 1887 года А. Майкельсон и Е. Морли провели эксперименты при помощи интерферометра, целью которых было обнаружение движения Земли относительно эфира космического пространства [74]. Земля движется по своей орбите со скоростью около 30 [км/с], участвуя в общем движении Солнечной системы относительно центра галактики со скоростью 220 [км/с] и в движении самой галактики. Ожидалось, что скорость эфирного ветра равна 30 [км/с], но полученная величина была много меньше предполагаемой величины 30 [км/с]. Эти работы послужили причиной отказа от концепции существования эфира вместо того, чтобы разобраться с моделью эфира. Тем не менее Дэйтоном Кларенсом Миллером с 1902 г. по 1926 год были сделаны эксперименты [74], которые дали систематически измеренную скорость эфирного ветра 10.5 [км/с], что не согласовывалось с отрицанием эфира. В результате субъективного отношения к опытам Миллера, которые не согласовывались с положениями СТО, игнорирования мнения Й. Штарка и Ф. Ленарда (лауреатов Нобелевской премии) [80], В.Ф. Миткевича, А.К. Тимирязева и др. утвердился постулат об отсутствии эфира.

Основная идея экспериментов А. Майкельсона и Е. Морли заключалась в том, что в предположении существования неподвижного эфира движение Земли должно приводить к появлению заметной разницы в численных значениях ряда оптических величин при распространении луча света вдоль и поперёк направления движения Земли. Эксперименты, проведённые при помощи интерферометра и их методика описаны во многих книгах, например, в [74].



Упрощённая схема интерферометра Майкельсона представлена на рисунке слева, см., например: [114, п. 63]. Луч, идущий от источника S_0 , частично отражается в точке O от слегка посеребрённой стеклянной пластинки A ; затем он отражается от зеркала R_2 , и часть его, пройдя через пластинку A , попадает в зрительную трубу, находящуюся в

точке F . Другая часть луча S_0 проходит через пластинку A , затем отражается от зеркала R_1 , вновь отчасти отражается в точке O и также попадает в трубу F . Расстояния $OF = OR_1 = OR_2 = OS_0 = l$. Наблюдатель в трубе F видит интерференционные полосы, зависящие от разности времени прохождения путей OR_1OF и OR_2OF этих двух лучей. Если прибор неподвижен относительно эфира, то времена, затраченные лучами света на движение, одинаковы, так как каждый из них проходит путь $4l$ со скоростью света c . Это время равно $t = 4l/c$.

Предположим волновую природу света. В этом случае скорость света может зависеть только от свойств эфира и/или от внутренних свойств самого распространяющегося света.

Пусть скорость света при наличии эфира зависит от свойств эфира и ведёт себя аналогично скорости звука. Рассмотрим распространение звука от реактивного сверхзвукового самолёта. Звук распространяется по среде во все стороны с постоянной скоростью, определяемой средой, $c^2 \sim p/\rho$. При этом самолёт (источник звука) движется быстрее звука. То есть скорость распространения звука в среде не складывается со скоростью источника звука. Такая же ситуации имеет место и при меньших ско-

ростях самолёта, см. второй абзац приложения 3. В рамках аналогии между звуком в среде и светом в эфире скорость света в эфире не складывается со скоростью движения источника света. Поэтому и при движении прибора вместе с Землёй время прохождения двух лучей, в отсутствие взаимодействия света с эфиром, должно быть одинаково $t = 4l/c$.

Однако свет взаимодействует с веществом, находящимся в эфире, например, в виде газа или частиц, что наблюдается в виде рассеивания или поглощения. опыты показывают возможность взаимодействия света и с самим эфиром (как звуковая волна с ветром), скорость и плотность которого определяются локальными и глобальными процессами в пространстве. Так, при экранировании камеры металлическим кожухом результат измерения эфирного ветра был близок к нулю [78]. Аналогично, локальная скорость звука в салоне самолёта, в том числе и при его сверхзвуковом движении, остаётся постоянной, не зависящей от внешнего ветра и одинаковой во всех направлениях.

Кроме того, и без металлической оболочки достаточно даже тончайшей пластинки стекла, чтобы нужно было учитывать переизлучение света этим неподвижным предметом [78].

Таким образом, в концепции взаимодействующего с веществом эфира наблюдаемая в экспериментах локальная скорость эфира может быть меньше скорости движения Земли по орбите, меньше скорости вращения локального эфирного вихря, создающего притяжение к Земле (см. п. 22.2), и меньше скорости эфира около Земли в глобальном эфирном вихре Солнечной системы.

Отметим, что скорость эфира около Земли в глобальном вихре Солнечной системы должна быть больше орбитальной скорости Земли, так как для возникновения обобщённой силы Жуковского, обеспечивающей гравитацию к Солнцу, этот вихрь должен «пронизывать» Землю (см. п. 16.2, 22.2), то есть иметь скорость относительно Земли.

По мнению автора книги [80], начиная с опытов Майкельсона и Морли и кончая опытами Миллера, во всех случаях измерялся эфирный ветер, связанный с ротацией планеты, который по порядку величины должен быть близок к первой космической скорости, равной в случае Земли 7.91 [км/с]. Подчеркнём, что эфирный вихрь, обеспечивающий гравитацию к Земле, отличается от вихря, созданного вращением Земли вокруг своей оси.

Таким образом, опыты Майкельсона, Морли и Миллера не свидетельствуют в пользу постоянства скорости света и не опровергают какие-либо принципы классической физики, в том числе и существование эфира.

Различные опыты подтверждают, что в основе явления гравитации лежат вихри в эфире. Так, эксперименты Майораны [94] показали уменьшение измеряемого веса объектов при наличии металлической оболочки на камере, в которой проводились эксперименты. В эфирной интерпретации оболочка ослабляет земной эфирный вихрь внутри камеры, обобщённая сила Жуковского уменьшается и в результате снижается вес объекта. Данный опыт также указывает на зависимость гравитационного потока эфира (156) от присутствия вещества.

Земля и другие космические объекты находятся в глобальном эфирном вихре Солнечной системы. Возникающая в нём обобщённая сила Жуковского притягивает космические объекты к Солнцу. Эфирный вихрь Солнечной системы состоит из ядра, в приосевой зоне которого находится Солнце, и распределённой завихренности в планетарной зоне [80]. Вне этой зоны вихрь ослабляется или разрушается, и закон всемирного тяготения может переставать работать.

Вместо того чтобы исследовать вихревое течение эфира, эфирный ветер около объектов, изучать воздействие вихрей на планеты и звёздные системы, современные релятивисты, исходя из абсолютизации закона всемирного тяготения, вводят понятие «тёмной материи» и другие абстрактные сущности.

Приложение 3. О движущихся источниках света

Как известно [29, 114], одним из главных для теории относительности (ТО) является вопрос: постоянна ли скорость света?

Ответ на этот вопрос в методологии математического моделирования определяется применяемой математической моделью. Если распространение света описывать используемой в данной книге математической моделью (4)–(6), основанной на законе сохранения количества движения, и предположить, что в экспериментах источник света создаёт малые возмущения среды, удовлетворяющие уравнениям (78), то, как хорошо известно из курса математической физики, волна в таких условиях распространяется со скоростью u_* , определяемой свойствами среды, а не величиной начального значения скорости. Например, в формуле Даламбера [62, с. 56] скорость распространения волны описывается аргументом $x \pm u_* t$, который не зависит от начальной скорости волны.

Таким образом, в данной математической модели скорость распространения волны не зависит от того, движется источник волны или нет. Поэтому если в экспериментах не наблюдается зависимость скорости распространения света от скорости движения источника, то это обстоятельство, согласно методологии прикладной математики, должно рассматриваться как одно из подтверждений правильности математической модели, то есть правильности предположения о распространении света в среде, характеризуемой соотношением (19), в котором скорость u_* равна скорости света c . Иными словами, опыты, показывающие постоянство скорости света, должны служить подтверждением гипотезы о распространении света в некоторой среде.

Рассмотрим теперь важные физические аспекты данного вопроса, следуя работе [79]. Термин «постоянный» означает независимость от времени, пространственных координат, направления распространения света и, наконец, от свойств самого света.

С учётом этих аспектов можно поинтересоваться, что же могло быть определено в интерферометре Майкельсона. В нём два световых луча неполяризованного света двигались в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Траектории света начинались и заканчивались в одинаковых точках. Следовательно, в экспериментах имели дело только с некоторой «средней» для противоположных направлений скоростью света. В результате могло быть показано лишь, что средняя скорость света для двух противоположных направлений в некоторой системе отсчёта не зависит от движения этой системы.

Результат указанного опыта не даёт ответа на следующие вопросы. Постоянна ли скорость света независимо от направления его распространения, или она анизотропна? Зависит ли скорость света от времени и выбора системы координат? Зависит ли она в вакууме от характеристик самого света, в частности от его частоты?

Имеются и другие вопросы, остающиеся без ответа в ТО. Каков механизм распространения света и электромагнитных волн в вакууме? Изменяются ли свойства вакуума, когда в него вносятся возмущения или частицы?

Все эти вопросы в отсутствие среды – эфира – остаются без ответа, а в ТО постоянство скорости света является постулатом, не имеющим экспериментального подтверждения.

Проблемы и внутренние противоречия ТО подробно обсуждаются в работах [78, 79, 110], с которыми мы рекомендуем внимательно ознакомиться.

Приложение 4. Траектории лагранжевых частиц для уравнения движения с нулевой правой частью

Докажем, что для уравнения движения с нулевой правой частью (2) траектории лагранжевых частиц среды вне её разрывов являются прямыми линиями. На эту проблему в модели эфира Н.Н. Магницкого обратил внимание Т.Т. Султан-Заде. Приведённое ниже доказательство предложено Ф.С. Зайцевым.

Проинтегрируем уравнение (2)

$$\frac{d(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))}{dt} = 0$$

на промежутке по времени $[t_0, t]$, где t_0 – начальный момент времени, t – произвольный конечный момент, в предположении непрерывности левой части уравнения. По формуле Ньютона – Лейбница имеем

$$\begin{aligned} \rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) - (\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))_{t=t_0} &= 0, \\ \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) &= \frac{(\rho(t, \mathbf{r}(t)))_{t=t_0}}{\rho(t, \mathbf{r}(t))} (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))_{t=t_0}, \end{aligned}$$

что означает сохранение направления вектора скорости $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ при $\rho(t, \mathbf{r}(t)) \neq 0$ на $[t_0, t]$.

Сохранение направления вектора скорости точки влечёт её движение $\mathbf{r}(t)$ по прямой, так как из уравнения

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)),$$

в предположении непрерывности обеих частей, интегрированием получаем

$$\mathbf{r}(t) - (\mathbf{r}(t))_{t=t_0} = \int_{t_0}^t \mathbf{u}(y, \mathbf{r}(y)) dy,$$

$$\mathbf{r}(t) - (\mathbf{r}(t))_{t=t_0} = \int_{t_0}^t \frac{(\rho(t, \mathbf{r}(t)))_{t=t_0}}{\rho(y, \mathbf{r}(y))} (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)))_{t=t_0} dy,$$

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t_0) + \rho(t_0, \mathbf{r}(t_0)) \mathbf{u}(t_0, \mathbf{r}(t_0)) s(t),$$

$$s(t) \equiv \int_{t_1}^t \frac{dy}{\rho(y, \mathbf{r}(y))},$$

что является параметрическим представлением прямой с параметром $s(t)$. Утверждение доказано.

Напомним, что линиями тока (векторными линиями) называются линии, в каждой точке которых вектор скорости среды направлен по касательной к ним. В общем случае нестационарного течения линии тока могут быть совершенно не похожи на траектории движения лагранжевых частиц, см, например: [9, п. 11; 14, с. 43, 44].

Однако для установившегося движения (с нулевыми частными производными по времени), то есть стационарного поля скоростей, уравнения для траекторий и для линий тока совпадают, поэтому в любой момент совпадают и сами траектории и линии тока, см., например: [9, с. 43]. Но, как только что было показано, траектории для уравнения (2) всегда являются прямыми линиями (как для установившегося, так и для неустановившегося движения). Тогда линии тока, совпадающие в установившемся случае с траекториями, также являются прямыми.

Приложение 5. Новые системы единиц измерения, связанные с эфиром

В системе СГС используются три базовые единицы измерения (длина, масса, время) = (l, m, t) , на основе которых строятся размерности других основных физических величин, см., например: [55]. Однако размерности электрических и магнитных величин в СГС содержат степени $1/2$ и $3/2$, что может затруднять понимание физического смысла формул, в которых встречаются эти величины.

Система единиц СИ имеет четыре базовые единицы измерения: (l, m, t, q) , в которые входит заряд (или сила тока). В этой системе основные физические величины выражаются через целые степени базовых единиц. Однако с математической точки зрения система СИ является избыточной, так как единиц СГС (l, m, t) достаточно для описания физических величин и соотношений между ними. Это приводит к тому, что в одном из физических законов, записанном в СИ, для согласования входящих в него величин требуется ввести константу μ_0 или константу ε_0 , связанную с μ_0 формулой $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ [55, с. 18], где c – электродинамическая постоянная, равная скорости света в вакууме. В результате μ_0 и ε_0 появляются в различных выражениях, усложняя их вид и интерпретацию. В этом смысле система СИ оказывается неудобной. Поэтому многие исследователи продолжают использовать СГС, несмотря на требование большинства центральных научных изданий применять единицы СИ.

Устранить главную претензию к системе СГС (использование трудных для восприятия радикалов) можно с помощью простого приёма – введения обозначений для единиц измерения заряда [статКулон] и электрического потенциала [статВольт], как это сделано, например, в [55, с. 12]. Такой подход с математической точки зрения лишает смысла применение избыточной

системы единиц СИ с искусственно введёнными в ней константами μ_0 и ε_0 [28, п. 85]. По этой причине в теории эфира мы используем более естественную и удобную систему СГС.

Плотность ρ и скорость \mathbf{u} эфира порождают электрическое и магнитное поля, плотность заряда и массу, см. формулы (20), (21), (66), (173), (223). Поэтому система единиц измерения $(l, f(\rho), t)$, где f – заданная функция, будет достаточной для построения размерностей всех основных физических величин систем СГС и СИ.

Рассмотрим два варианта введения новой системы единиц измерения, связанной с эфиром.

Вариант 1.

Введём единицу измерения количества эфира

$$\mathfrak{E} = \iiint_V \rho dV,$$

которую можно назвать «э» от «эфир». В системе (l, \mathfrak{E}, t) размерности плотности эфира, магнитного и электрического полей, заряда и массы будут иметь вид

$$[\rho] = \frac{\mathfrak{E}}{l^3}, \quad [\mathbf{B}] = [\mathbf{E}] = \frac{\mathfrak{E}^2}{t^2 l^2}, \quad [q_\sigma] = \frac{\mathfrak{E}}{t^2}, \quad [m] = \frac{\mathfrak{E}^2}{t^2 l^3}.$$

Размерности массы и заряда различаются в $1 \mathfrak{E}/l^3$, а размерности \mathbf{B} и \mathbf{E} , как и в системе СГС, совпадают, но не содержат радикалов. Размерности оставшихся физических величин строятся на основе размерностей заряда q_σ и массы m .

Вариант 2.

Наиболее интересным представляется вариант системы единиц (l, ρ, t) , в которой плотность эфира ρ является безразмерной величиной. Тогда

$$[\mathcal{E}] = l^3, \quad [\mathbf{B}] = [\mathbf{E}] = \frac{l}{t^2}, \quad [q_\sigma] = \frac{l^3}{t^2}, \quad [m] = \frac{l^3}{t^2}.$$

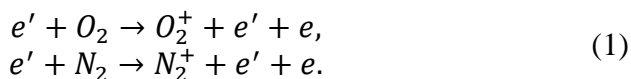
В такой системе размерности всех основных физических величин будут выражаться только через время t и длину l . При этом размерности массы и заряда не различаются, что подчёркивает их общее происхождение из эфира. Размерность количества эфира совпадает с размерностью объёма. Кроме того, в рассмотренной системе размерности всех основных величин в СГС и СИ совпадают и выражаются через целые степени t и l . При этом, конечно, единицы измерения длины в СГС и СИ различны.

Приложение 6. Концентрации электронов и ионов в воздухе при низком давлении

В п. 23.9.1 рассмотрен эксперимент при низком давлении воздуха, когда плотность частиц составляет $\sim 10^{14}$ [1/см³]. Для анализа этого эксперимента требуется знать концентрации электронов и ионов в остаточном воздухе. Найти такие данные в известной нам литературе не удалось. Поэтому проведём здесь необходимые вычисления. Воспользуемся работами [1–10], см. ниже список литературы к этому разделу.

Учтём следующие основные элементарные процессы с участием электронов и положительных и отрицательных ионов в воздухе при различных давлениях и относительно низких электрических полях $E \sim 1 - 2$ [В/см].

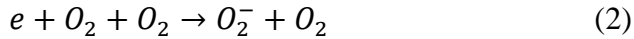
1. Атмосферная фоновая ионизация быстрыми частицами, прилетающими из ионосферы и образующимися при разложении радона:



Здесь e' и e – быстрые и медленные электроны, O_2 и N_2 – молекулы кислорода и азота, O_2^+ и N_2^+ – молекулярные ионы кислорода и азота.

В воздухе скорость фоновой ионизация зависит от давления и может быть описана соотношением $Q = Gn/n_0$, $G = 4 - 10$ [1/(с см³)] [3, 4], n – концентрация молекул воздуха при данном давлении, $n_0 = 2.687 \cdot 10^{19}$ [1/см³] – концентрация молекул воздуха при атмосферном давлении (число Лошмидта).

2. Трёхчастичное прилипание медленного электрона к молекулам кислорода [9]:



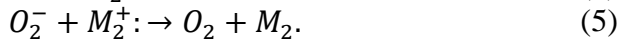
с константой скорости $k_{tr} \approx 2 \cdot 10^{-30}$ [см⁶/с] при температуре электронов порядка комнатной.

3. Отлипание электрона от отрицательного иона кислорода при столкновении с молекулой M [8, 10]:



с константой скорости $k_{det} \approx 10^{-15}$ [см³/с] [10] при температуре газа порядка комнатной и низком значении электрического поля.

4. Баланс положительных ионов, определяемый реакциями электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации с участием положительных ионов M_2^+ :



В воздухе происходит быстрая перезарядка ионов M_2^+ на молекулах кислорода с образованием иона O_2^+ , так что под M_2^+ здесь подразумевается положительный ион кислорода O_2^+ .

Коэффициент диссоциативной рекомбинации при комнатной температуре равен $\alpha_{ei} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ [см³/с] [5, 6], а коэффициент ион-ионной рекомбинации с участием положительных и отрицательных ионов кислорода $\alpha_{ii} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ [см³/с] [5, 6].

Запишем уравнение баланса заряженных частиц при реакциях (1)–(5)

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = Q - v_{tr}n_e(t) + k_{det}n_{O_2^-}(t)n_{O_2} - \alpha_{ei}n_e(t)n_{M_2^+}(t), \quad (6)$$

$$\frac{dn_{O_2^-}(t)}{dt} = v_{tr}n_e - \alpha_{ii}n_{O_2^-}(t)n_{M_2^+}(t) - k_{det}n_{O_2^-}(t)n_{O_2}, \quad (7)$$

$$\frac{dn_{M_2^+}(t)}{dt} = Q - \alpha_{ii}n_{O_2^-}(t)n_{M_2^+}(t) - \alpha_{ei}n_e(t)n_{M_2^+}(t), \quad (8)$$

где $v_{tr} = k_{tr}n_{O_2}^2$ – частота процесса трёхчастичного прилипания (2), α_{ei} , α_{ii} – коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, k_{det} – константа скорости процесса отлипания электронов (3), n_{O_2} – концентрация молекул кислорода O_2 , $n_{O_2^-}$ – концентрация ионов кислорода O_2^- , $n_{M_2^+}$ – концентрация ионов M_2^+ , $n_{M_2^+} \approx n_{O_2^+}$.

Система уравнений (6)–(8), дополненная условием квазинейтральности плазмы $n_{M_2^+} \approx n_e + n_{O_2^-}$, имеет следующее установившееся при $t \rightarrow \infty$ решение [7]

$$n_{M_2^+} = \sqrt{Q/\alpha_{ii}} = \sqrt{Q/\alpha_{ei}}, \quad (9)$$

$$n_{O_2^-} = \frac{v_{tr}n_e}{k_{det}n_{O_2} + \sqrt{Q\alpha_{ii}}}, \quad (10)$$

$$n_e = \frac{Q}{v_{tr} \left(1 - \frac{k_{det}n_{O_2}}{k_{det}n_{O_2} + \sqrt{Q\alpha_{ii}}} \right) + \sqrt{Q\alpha_{ei}}}. \quad (11)$$

В условиях уменьшения давления в $5 \cdot 10^4$ раз: $n = n_0/50000$, $Q \approx 4n/n_0 \approx 8 \cdot 10^{-5}$ [1/(с см³)], $n_{O_2} \approx 0.21n \approx 1.1 \cdot 10^{14}$ [1/см³], $v_{tr} \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ [1/с].

Тогда $n_{M_2^+} \approx 20$, $n_{O_2^-} \approx 3.7$, $n_e \approx 16.3$ [1/см³].

Отметим, что при атмосферном давлении $n = n_0$ и $Q \approx 4$ формулы (9)–(11) дают результаты $n_{M_2^+} \approx 4.5 \cdot 10^3$, $n_{O_2^-} \approx 4.5 \cdot 10^3$, $n_e \approx 0.4$ [1/см³], что близко к результатам [1, 2], а также соответствует данным для ионов $n_i \sim 10^3$ [1/см³] из [185, с. 625, 172]. Это подтверждает правильность формул (9)–(11).

Литература к приложению 6

1. N.V. Ardelyan, V.L. Bychkov, K.V. Kosmachevskii. On Electron Attachment and Detachment Processes in Dry Air at Low and Moderate Constant Electric Field. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017, v. 45, N 12, p. 3118–3124.
2. N. Ardelyan, V. Bychkov, A. Belousov, K. Kosmachevskii. Processes of electron attachment and detachment in near breakdown conditions in air plasma. *IOP Journal of Physics: Conf. Series*. 2017, v. 927, N 012012.
3. N. Ardelyan, V. Bychkov, D. Bychkov and K. Kosmachevskii. Plasma assisted combustion, gasification and pollution control. Ed. I. Matveev (Denver, Colorado: Outskirts press). 2013, v. 1, p. 183–372.
4. V. Konovalov and E. Son. *Plasma chemistry*. Ed. B. Smirnov (Moscow: Energoatomizdat). 1987, v. 14, p. 194–227.
5. Y. Akishev, A. Deryugin, V. Karalnik, I. Kochetov, A. Napartovich and N. Trushkin. *Plasma Phys. Rep.* 1994, v. 20, p. 511–524.
6. I. Kossyi, A. Kostinsky, A. Matveyev, and V. Silakov. *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992, v. 1, p. 207–220.
7. B. Smirnov. *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes*. – Berlin: Springer-Verlag, 2008.
8. A. Mnatsakanyan and G. Naidis. *Reviews of Plasma Chemistry*. Ed. B. Smirnov (New York: Consultants Bureau). 1991, p. 259–285.
9. N. Aleksandrov. *Plasma chemistry*. Ed. B. Smirnov. – Moscow: Energoizdat, 1981, v. 8, p. 90–122.
10. A. Ponomarev and N. Aleksandrov. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2015, 24 03501.

Приложение 7. Ионный ветер в коронном разряде

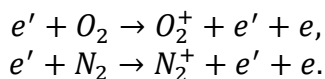
Коронный разряд представляет собой слаботочный слабоосветящийся разряд, появляющийся в окрестности острия проводника, см. [1, с. 558] в списке литературы к этому разделу. Коронные разряды в настоящее время хорошо исследованы, см., например: [1, гл. 17; 2–4] в том же списке. Коронный разряд в воздухе возникает при комнатной температуре и атмосферном давлении при напряжении 5 – 25 [кВ] между электродами, находящимися на расстоянии нескольких сантиметров. С увеличением напряжения корона переходит в искровой или дуговой разряд с образованием ярко светящегося канала.

Коронный разряд в воздухе сопровождается так называемым ионным, или электрическим, ветром. Рассмотрим здесь кратко причину возникновения ионного ветра и связанные с ним механические эффекты.

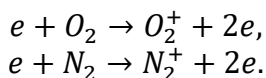
Электрическое поле на острие электрода усиливается [28, с. 51]. В сильном поле фоновые электроны, образованные при торможении космических лучей в атмосфере и при распаде радона в почве Земли (см. приложение 6), ускоряются и на некотором расстоянии от острия ионизуют воздух, см. рис. 32. Возникает плазма. Из закона сохранения количества заряда и большого числа образующихся заряженных частиц следует, что плазма является квазинейтральной, то есть число отрицательно заряженных частиц в ней приблизительно равно числу положительно заряженных частиц.

В коронном разряде при ионизации происходят следующие основные процессы:

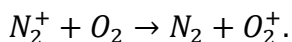
1. Ионизация молекул кислорода O_2 и азота N_2 ускоренными фоновыми электронами e' , приводящая к появлению ионов O_2^+ и N_2^+ и медленных электронов e согласно реакциям:



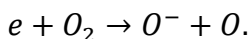
2. Образовавшиеся медленные электроны e при столкновениях с молекулами O_2 и N_2 ионизуют их:



3. Положительные ионы азота N_2^+ участвуют в процессах перезарядки с образованием положительных ионов кислорода:



4. На фоне электрического поля достаточной величины в воздухе происходит диссоциативное прилипание электронов к молекулам кислорода:



Процессы под номерами 1, 3–11 в списке п. 23.9.1 практически не реализуются в коронном разряде, в частности, из-за относительно малого электрического поля.

Итак, положительные O_2^+ и отрицательные O^- ионы кислорода являются основными сортами ионов в образующейся плазме.

В условиях квазинейтральности плазмы число положительных ионов превосходит число отрицательных ионов, так как среди отрицательно заряженных частиц, помимо O^- , имеется значительное количество электронов. Поэтому опыты, в которых существенно поведение ионов, обычно проводятся с положительно заряженным электродом, см., например: [www.youtube.com].

com/watch?v=af2AgTyDRyI] и другие демонстрации из серии «Физика в опытах и экспериментах».

Если острие заряжено положительно, то по закону Кулона отрицательные ионы O^- притягиваются к острию и нейтрализуются на его поверхности положительным зарядом. Положительные ионы O_2^+ отталкиваются от острия и уходят из области их образования. При этом наличие отрицательно заряженного электрода не обязательно, но его присутствие ускоряет движение положительных ионов из-за усиления электрического поля. Ионы O_2^+ движутся дольше в электрическом поле электрода, чем ионы O^- , нейтрализующиеся на его поверхности. Поэтому, согласно второму закону Ньютона, ионы O_2^+ приобретают больший импульс, чем ионы O^- . Нескомпенсированный импульс положительных ионов O_2^+ проявляется в виде ветра в направлении от положительно заряженного электрода.

Аналогично в случае отрицательно заряженного острия возникает ионный ветер из отрицательных ионов O^- , направленный от острия.

Электроны играют малую роль в передаче импульса, так как имеют значительно меньшую массу и при той же скорости, что и ионы, несут значительно меньший импульс.

В режиме пробоя подвижность положительных ионов приблизительно в два раза меньше подвижности отрицательных ионов [5, с. 331, 332] (напомним, что подвижностью называется дрейфовая скорость, приобретаемая заряженной частицей под действием постоянного единичного электрического поля [28, с. 182]). Образование ионного ветра не связано с подвижностью ионов, однако её учёт может быть важен при количественном описании свойств ионного ветра, см. ниже.

Ионный ветер оказывает механическое воздействие на препятствия: вращение стеклянного цилиндра [28, с. 51] или пропеллера (п. 23.9.3), образование углубления на поверхности воды [2], гашение горящей свечи и т. д.

Если электрод не закреплён, то, в соответствии с третьим законом Ньютона, он может прийти в движение. Этим объясняется, например, вращение на воздухе коловрата (колеса Франклина), см. [28, с. 51], а также п. 23.9.4.

Разный характер нейтрализации отрицательных и положительных ионов на поверхности электрода может приводить к разной эффективности передачи ей импульса от ионов.

Таким образом, ионный ветер в коронном разряде представляет собой достаточно сложное явление, так как образуется в результате наложения множества эффектов.

Принцип действия многих электростатических двигателей основан на использовании давления ионного ветра, создаваемого коронным разрядом. Оценим давление ионного ветра на жидкость. Идеи представленной методики могут оказаться полезными для анализа давления потока эфира в тех или иных экспериментах.

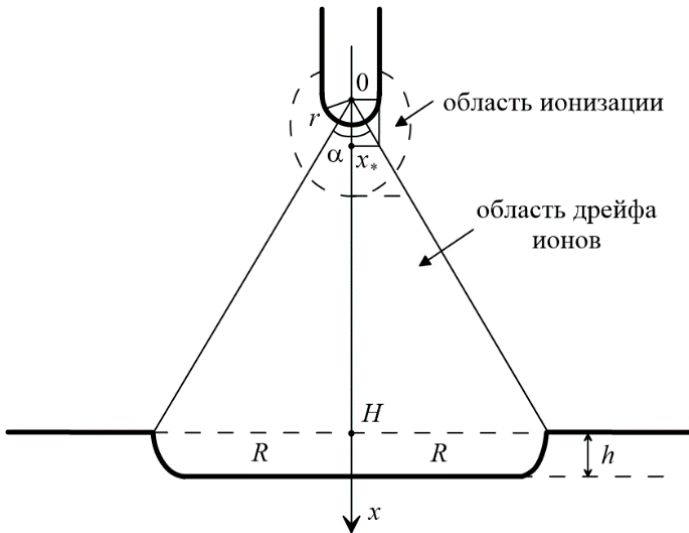


Рис. 32. Схема воздействия ионного ветра на жидкость.

На рис. 32 схематически изображена область коронного разряда. Заострённый электрод с радиусом закругления r находится на расстоянии H от поверхности жидкости. Под действием ионного ветра на поверхности жидкости образуется воронка радиуса R и глубиной h .

Найдём скорость воздуха под действием ускоряющихся ионов из уравнения Эйлера

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho_{\text{в}}} + \frac{\mathbf{F}}{\rho_{\text{в}}},$$

где $\rho_{\text{в}}$ и \mathbf{u} – плотность и скорость воздуха, p – давление в его течении, \mathbf{F} – плотность силы, создающей поток воздуха.

В простейшей модели пренебрежём градиентом давления по сравнению с плотностью силы электрического поля, нагревом воздуха разрядом и будем считать, что ионный ветер в области дрейфа ионов (рис. 32) образован ионами одного сорта и знака, а также что воздух в этой области движется вместе с ионами (то есть количество ионов и размер области дрейфа достаточны для того, чтобы ионы могли увлечь незаряженные частицы воздуха через упругие столкновения с ними). Тогда из уравнения Эйлера для установившегося одномерного течения воздуха получаем [3]

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = \frac{|e_i| |E| n_i}{\rho_{\text{в}}}, \quad (1)$$

где $|E|$ – величина электрического поля, n_i – концентрация ионов, $|e_i|$ – заряд иона.

Учтём сопротивление среды движению ионов, выразив плотность силы $|e_i| |E| n_i$ в правой части (1) через полный ток с помощью соотношений для дрейфовой скорости ионов.

Электрическое поле следующим образом связано с подвижностью ионов μ_i и их дрейфовой скоростью \mathbf{u}_i [28, с. 182]:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{u}_i}{\mu_i}.$$

Для дрейфовой скорости ионов воспользуемся обычным представлением плотности электрического тока заряженных частиц в газе

$$\mathbf{j} = |e_i|n_i\mathbf{u}_i.$$

Получим

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\mu_i|e_i|n_i}\mathbf{j}.$$

Плотность тока j выражается через полный ток I и площадь сечения $S(x)$, через которое он течёт:

$$j = \frac{I}{S(x)}.$$

Тогда

$$|E| = \frac{|I|}{\mu_i|e_i|n_iS(x)}.$$

Подставляя $|E|$ в уравнение (1), имеем

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}u^2\right) = \frac{|I|}{\rho_v\mu_iS(x)}. \quad (2)$$

Аппроксимируем $S(x)$ площадью горизонтального сечения конуса с вершиной в точке 0 и основанием на поверхности жидкости, рис. 32,

$$S(x) = \pi x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha = \pi x^2 \frac{R^2}{H^2}.$$

Для плотности кинетической энергии воздуха, понимаемой в обычном смысле (не импульсном, п. 1.4) как плотность работы по перемещению его элементарного объёма из точки $x = x_*$ в точку $x = H$ [26, с. 131], получаем из (2)

$$\frac{\rho_B u^2}{2} = \frac{|I|}{\mu_i} \int_{x_*}^H \frac{dx}{S(x)}.$$

$S(x)$ имеет физическую интерпретацию площади, через которую течёт ток, начиная с точки x_* , такой, что $S(x)$ равна площади сечения провода πr^2 : $x_* = r / \operatorname{tg} \alpha = rH/R$.

Тогда

$$\frac{\rho_B u^2}{2} = \frac{|I| H^2}{\mu_i \pi R^2} \int_{x_*}^H \frac{dx}{x^2} = \frac{|I| H^2}{\mu_i \pi R^2} \left(-\frac{1}{H} + \frac{R}{rH} \right) = \frac{|I| H}{\mu_i \pi R^2} \left(\frac{R}{r} - 1 \right).$$

В соответствии с интегралом Бернулли [9, п. 30], поток воздуха оказывает на поверхность жидкости давление

$$\Delta p = \frac{\rho_B u^2}{2} = \frac{|I| H}{\mu_i \pi R^2} \left(\frac{R}{r} - 1 \right) \quad (3)$$

или при $r \ll R$

$$\Delta p = \frac{\rho_B u^2}{2} \approx \frac{|I| H}{\mu_i \pi r R}.$$

Подставляя в (3) для ионов кислорода O^- табличное значение $\mu_i = 5 \cdot 10^{-4} [\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})]$ [5, с. 332], измеренные в эксперименте [3] постоянный ток $|I| = 30 [\text{мкА}]$, радиус воронки $R =$

4 [мм], радиус кривизны электрода $r = 0.7$ [мм] и расстояние между острием и поверхностью жидкости $H = 7$ [мм], находим

$$\Delta p \approx 39 \text{ [Па]} \approx 3.9 \cdot 10^{-4} \text{ [атм]}.$$

По плотности воздуха $\rho_{\text{в}} = 1.29$ [кг/м³] определяем скорость ионного ветра $u = \sqrt{2\Delta p/\rho_{\text{в}}} \approx 7.8$ [м/с]. Полученное значение согласуется по порядку величины с результатами [2, 4], где измерения скорости ионного ветра на больших расстояниях между электродами составляли 3 – 5 [м/с].

Давление, оказываемое ионным ветром, можно также оценить исходя из объема V вытесненной жидкости

$$\Delta p = \frac{\rho_{\text{ж}} V g}{S(H)} = \frac{\rho_{\text{ж}} S(H) h g}{S(H)} = \rho_{\text{ж}} g h,$$

где $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, h – глубина воронки. В экспериментах [3] с водой $\rho_{\text{ж}} = 10^3$ [кг/м³] глубина воронки составляла $h \approx 4$ [мм]. Отсюда $\Delta p \approx 39$ [Па], что согласуется с оценкой, полученной на основе рассмотрения воздействия ионного ветра.

Соответствие теоретических оценок скорости ионного ветра и его давления данным экспериментов подтверждает адекватность рассмотренной модели ионного ветра.

Литература к приложению 7

1. Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. 3-е изд., перераб. и доп. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009, 736 с.
2. Lacoste, D.A., Pai, D., and Laux, C.O. Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air. AIAA-2004-354. 42-nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 5-8 January 2004, Reno, Nevada.

3. А.Ф. Александров, В.Л. Бычков, Д.В. Бычков, С.А. Волков, А.А. Костюк, В.А. Черников. Электрогидродинамические особенности взаимодействия коронного разряда с поверхностью жидкости. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011, № 4, с. 71–78.
4. Б.А. Козлов, В.И. Соловьев. Исследование «электрического ветра» в электродных системах с коронирующими острями. Журнал технической физики. 2007, т. 77, №.7, с. 70–76.
5. И. Мак-Даниель, Э. Мэзон. Подвижность и диффузия ионов в газах. – М.: Мир, 1976, 424 с.

Литература

1. А.Н. Тихонов, Д.П. Костомаров. Вводные лекции по прикладной математике. – М.: Наука, 1984, 190 с.
2. Н.Н. Моисеев. Математика ставит эксперимент. – М.: Наука, 1979, 223 с.
3. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, 320 с.
4. Самарский А.А. Всероссийская молодёжная школа «Современные методы математического моделирования». Самара, 2001, с. 4–12.
5. Математический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1988, 848 с.
6. Л. Прандтль. Гидроаэромеханика. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000, 576 с.
7. О. Титъенс. Гидро- и аэромеханика. Т. 1. – Москва – Ленинград: Гос. техн.-теор. изд-во, 1933, 223 с.
8. О. Титъенс. Гидро- и аэромеханика. Т. 2. – Москва – Ленинград: Научн.-техн. изд-во НКТП СССР, 1935, 312 с.
9. Л.Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1987, 830 с.
10. С.В. Валландер. Лекции по гидроаэромеханике. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978, 296 с.
11. А.Б. Бассет. Трактат по гидродинамике. Т. I. – Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2014, 328 с.
12. А.Б. Бассет. Трактат по гидродинамике. Т. II. – Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2014, 404 с.
13. Г. Ламб. Гидродинамика. – Москва – Ленинград: Гос. изд-во научн.-техн. лит., 1947, 928 с.
14. Л.И. Седов. Механика сплошной среды. Т. 1. 5-е изд. – М.: Наука, 1994, 528 с.
15. Л.И. Седов. Механика сплошной среды. Т. 2. 6-е изд. – СПб.: Лань, 2004, 560 с.

16. Дж. Бэтчелор. Введение в динамику жидкости. – М.: Мир, 1973, 777 с.
17. Ф.Дж. Сэффмэн. Динамика вихрей. – М.: Научный мир, 2000, 376 с.
18. С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Институт теплофизики СО АРН, 2003, 504 с.
19. Е.Н. Бондарев, В.Т. Дубасов, Ю.А. Рыжов, С.Б. Свирщевский, Н.В. Семенчиков. Аэрогидромеханика. – М.: Машиностроение, 1993, 608 с.
20. М.А. Головкин, В.А. Головкин, В.М. Калявкин. Вопросы вихревой гидродинамики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009, 264 с.
21. В.В. Зозуля, А.В. Мартыненко, А.Н. Лукин. Механика сплошной среды. – Харьков: Изд. Нац. ун-та внутр. дел. 2003, 600 с.
22. Г. Вилля. Теория вихрей. – Ленинград – Москва: Главн. ред. общетехн. лит., 1936, 265 с.
23. В. Мелешко, М.Ю. Константинов. Динамика вихревых структур. – Киев: Наукова думка, 1993, 280 с.
24. А.А. Абрашкин, Е.И. Якубович. Вихревая динамика в лагранжевом описании. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006, 176 с.
25. А.А. Эйхенвальд. Электричество. Издание второе. – Москва – Ленинград: Гос. изд-во, 1928, 758 с.
26. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. I. Механика. 4-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 560 с.
27. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. II. Термодинамика и молекулярная физика. 5-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 544 с.
28. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. III. Электричество. 4-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 656 с.
29. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. 3-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 792 с.
30. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. V. Атомная и ядерная физики. 2-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002, 784 с.

31. И.В. Савельев. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. Т. 2. – М.: Наука, 1982, 496 с.
32. А.Н. Матвеев. Электричество и магнетизм. – М.: Высш. школа, 1983, 463 с.
33. А.Н. Матвеев. Оптика. – М.: Высш. школа, 1985, 351 с.
34. С.Г. Калашников. Электричество. 6-е изд. – М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2003, 624 с.
35. Г. Моффат. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. – М.: Мир, 1980, 340 с.
36. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов. 4-е изд. – М.: Наука, 1968, 939 с.
37. Ю.Л. Климонтович. Статистическая физика. – М.: Наука, 1982, 608 с.
38. Ю.Л. Климонтович. Статистическая физика открытых систем. – М.: ТОО «Янус», 1995, 624 с.
39. Дж. Дж. Томсон. Электричество и материя. – Москва – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004, 264 с.
40. Н.А. Магницкий. Математическая теория физического вакуума. Труды «Нью Инфлоу». – М.: Ин-т микроэкономики, 2010, 24 с.
41. В.Л. Бычков. О гидродинамических аналогиях между уравнениями классической гидродинамики и электродинамики в электрохимии. Химическая физика. 2014, т. 33, № 3, с. 75–83.
42. V. Bychkov, A. Mokin. On Analogies between Hydrodynamics and Electrodynamics for Plasma Technologies I. IEEE Trans. Plasma Sci. 2014, v. 42, N. 12, p. 3916–3920. 10.1109/TPS.2014.2346463
43. V.L. Bychkov. On Analogies between Hydrodynamics and Electrodynamics for Plasma Technologies II. IEEE Trans. Plasma Sci. 2014, v. 42, N. 12, p. 3921–3924. 10.1109/TPS.2014.2346480

44. В.Л. Бычков. Гидродинамические аналогии в классической электродинамике. Труды XXII Международной конференции Электромагнитное поле и материалы. Москва, 21–22 ноября 2014 г. – М.: Изд. Техполиграфцентр, 2014, с. 359–374.
45. В.Л. Бычков, Ф.С. Зайцев, Н.А. Магницкий. Обобщённые уравнения Максвелла – Лоренца как следствия уравнений эфира. Сложные системы. 2015, № 4 (17), с. 59–70.
46. Н.А. Магницкий. К электродинамике физического вакуума. Сложные системы. 2011, № 1 (1), с. 83–91.
47. Н.А. Магницкий. Физический вакуум и законы электромагнетизма. Сложные системы. 2012, № 1 (2), с. 80–96.
48. N.A. Magnitskii. Theory of elementary particles based on Newtonian mechanics. In “Quantum Mechanics/Book 1”. – InTech, 2012, p. 107–126.
49. Н.А. Магницкий. Структурные единицы материи как решения системы нелинейных уравнений эфира. Сложные системы. 2014, № 4 (13), с. 61–80.
50. Ф.С. Зайцев, Н.А. Магницкий. Управление мощностью энерговыделения низкотемпературных ядерных реакций. Сложные системы. 2015, № 2 (15), с. 65–78.
51. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. – М.: Наука, 1984, 834 с.
52. Ф.С. Зайцев, Н.А. Магницкий. О размерностях переменных и некоторых свойствах системы уравнений физического вакуума (эфира). Сложные системы. 2012, № 1 (3), с. 93–97.
53. Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. Ядерные реакции в холодном водороде. УФН. 1960, т. 12, вып. 4, с. 581–630.
54. Д.И. Менделеев. Попытка химического понимания мирового эфира. Периодический закон. – М.: АН СССР, 1958.
55. D.L. Book. NRL Plasma Formulary. Naval Research Laboratory. Washington D.C., 2013, 71 p.

56. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. Колебания и волны в плазменных средах. – М.: Изд-во МГУ, 1990, 272 с.
57. Ф.С. Зайцев. Математическое моделирование эволюции тороидальной плазмы. 2-е изд. – М.: МАКС Пресс, 2011, 640 с.
58. F.S. Zaitsev. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition. – М.: МАКС Press, 2014, 688 p.
59. Н.Е. Жуковский. Старая механика в новой физике // Н.Е. Жуковский Полное собрание сочинений. Т. 9. – Москва – Ленинград: Изд-во ОИТИ НКТП СССР, 1937, с 245–260.
60. О.Н. Репченко. Полевая физика или как устроен Мир? – М.: Наука, 2005, 320 с.
61. С.В. Мизин. Теория поля вне теории относительности: возврат к обобщённой классике. Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». Москва, ноябрь 2015, с. 27–54.
62. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. – М.: Изд-во МГУ, 1999, 799 с.
63. И.М. Агеев, Г.Г. Шишкин. Продольные волны. – М.: Изд-во МАИ, 2014, 272 с.
64. L.N. Trefethen.
<http://people.maths.ox.ac.uk/trefethen/pdectb.html>
65. Я.И. Перельман. Занимательная физика. Книга 2. – М.: Наука, 1979, 271 с.
66. А. Зоммерфельд. Механика (Sommerfeld A. Mechanik. Zweite, revidierte auflage, 1944.) – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 368 с.
67. Н.А. Кильчевский. Курс теоретической механики. Т. 1. – М.: Наука, 1977, 480 с.
68. Н.Н. Поляхов, С.А. Зегжда, М.П. Юшков. Теоретическая механика. – Л.: Изд-во Ленигр. ун-та, 1985, 536 с.
69. В.Л. Бычков, Ф.С. Зайцев, Н.А. Магницкий. Оценка плотности невозмущённого эфира. Сложные системы. 2015, № 4 (17), с. 18–32.

70. В.А. Чижев. Снова о сверхпроводимости, или эксперименты ждут ответа. – М.: Изд-во «Спутник+», 2015, 124 с.
71. У. Кэри. В поисках закономерностей развития Земли и вселенной. – М.: Мир, 1991, 447 с.
72. Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992, 536 с.
73. В.А. Ацюковский. Начало эфиродинамического естествознания. – М.: Петит. Кн. 1, 2009, 296 с. Кн. 2, 2009, 396 с. Кн. 3, 2010, 292 с., Книга 4, 2010, 320 с., Кн. 5, 2010, 320 с.
74. Эфирный ветер. Сборник статей под редакцией В.А. Ацюковского. 2-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 2011, 419 с.
75. В.А. Ацюковский. Эфиродинамические основы электромагнетизма, 2-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 2011, 199 с.
76. В.А. Ацюковский. Эфиродинамические основы космологии и космогонии. – М.: Научный мир, 2012, 282 с.
77. В.А. Савчук. От теории относительности до классической механики. – Дубна: Феникс+, 2001, 176 с.
78. С.Н. Артеха. Критика основ теории относительности. – М.: Изд-во ЛКИ, 2007, 224 с. С.Н. Артеха. Критика основ теории относительности. Изд. 3-е, расш. и доп. – М.: Изд-во ЛЕНАНД, 2018, 288 с.
79. С.Н. Артеха. Основания физики (критический взгляд). Электродинамика. – М.: ЛЕНАНД, 2015, 208 с.
80. В.В. Низовцев. Начала кинетической системы мира: Картезианская альтернатива физики XXI века. – М.: Книжный дом «Либерком», 2013. 384 с.
81. И.И. Смутьский. Электромагнитное и гравитационные воздействия. – Новосибирск: ВО Наука, 1994, 224 с.
82. М.Я. Иванов. Об аналогии между газодинамическими и электродинамическими моделями. Физическая мысль России. 1998, № 1, с. 1–14.
83. А.Ю. Грязнов, С.А. Потанин. Механическая интерпретация электродинамических уравнений Максвелла.
<http://phys.web.ru/db/msg/1187631>

84. Ю.В. Буртаев. Субстанция и её фундаментальные структуры. Ч. 1. – М., 2012, 280 с.
85. Ю.В. Буртаев. Субстанция и её фундаментальные структуры. Ч. 2. – М., 2014, 200 с.
86. В.Ф. Миткевич. Магнитный поток и его преобразования. – М.: ЛЕНАНД, 2016, 360 с. Переиздание: – Москва – Ленинград: Изд-во АН СССР, 1946, 358 с.
87. С.Г. Бураго. Роль эфиродинамики в познании мира: Эфиродинамика и тайны вселенной. – М.: КомКнига, 2007, 216 с.
88. Р.Ф. Авраменко, Л.П. Грачёв, В.И. Николаева. Проблемы современной электродинамики и биоэнергетика. В сб. «Будущее открывается квантовым ключом». М.: Химия, 2000, с. 112–138.
89. Р.Ф. Авраменко, Л.П. Грачёв, В.И. Николаева. Экспериментальная проверка дифференциальных законов электромагнитного поля. В сб. «Будущее открывается квантовым ключём». М.: Химия, 2000, с. 139–159.
90. Г.И. Трайнин. Очерки по динамике электричества. – М.: Изд-во РадиоСофт, 2014, 150 с.
91. Ю.И. Петров. Парадоксы фундаментальных представлений физики. – М.: Книжный дом «Либерком», 2009, 336 с.
92. О.В. Трошкин. О малых возмущениях турбулентных сред. В сб. «Этюды о турбулентности». – М.: Наука, 1994, с. 59–74.
93. И.Н. Мешков, Б.В. Чириков. Электромагнитное поле. Ч. 1. – Москва – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2013, 544 с.
94. Р. де А. Мартинес. Опыты Майораны по поглощению гравитации. В сб. «Поиск механизма гравитации». Нижний Новгород.: Издатель Ю.А. Николаев. 2004.
95. В.М. Романова, Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, А.Е. Тер-Оганесьян, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз. Электрический взрыв тонких проводников: три группы материалов. Физика Плазмы. 2015, т. 41, №8, с. 671–692.

96. М.Е. Голдстейн. Аэроакустика. – М.: Машиностроение, 1981, 295 с.
97. M.J. Sparnaay. Measurement of attractive forces between flat plates. *Physica*. 1958, v. 24, p. 751.

Литература, добавленная во 2-м издании

98. Г.А. Лоренц. Теории и модели эфира. – Москва – Ленинград: Объединённое научн.-техн. изд-во НКТП СССР, 1936, 68 с.
99. A. Einstein, L. Infeld. *Evolution of Physics: From Early Concepts to Relativity and Quanta*. – New York: Simon & Schuster, 1938.
100. И.Э. Булыженков. Опыт преподавания недуральной электродинамики на пути объединения протяжённого заряда с его кулоновским полем. *Физическое образование в вузах*. 2016, т. 22, № 1, с. 54–69.
101. В.Л. Бычков, Ф.С. Зайцев. Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды. – М: МАКС Пресс, 2016, – 232 с.
102. В.Г. Попов. *Логика классической механики*. – Санкт-Петербург: Анатоли», 2005, 259 с.
103. Сборник статей. *Классическая физика и теория познания*. Гл. ред. А.Ю. Грязнов. – Санкт-Петербург: Нестор-История, 2015, № 1.
104. Сборник статей. *Классическая физика и теория познания*. Гл. ред. А.Ю. Грязнов. – М.: Белый ветер, 2016, № 2.
105. Дж. Лармор. *Эфир и материя*. – Кембридж, 1900.
106. Г.А. Лоренц. Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей скорости света. Заседание Академии наук 23 апреля 1904 г. Напечатано 27 мая 1904 г.

107. А. Пуанкаре. О динамике электрона. Доклады Французской академии наук. *Comptes Rendues*. 1905, v. 140, p. 1504.
108. Принцип относительности. Сб. работ по специальной теории относительности. Составитель А.А. Тяпкин. – М.: Атомиздат, 1973, 332 с.
109. С.В. Мизин. Известия Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. 2016, № 2, с. 29–45.
110. С.В. Мизин. Теория поля заменяет теорию относительности. Доказательства и следствия. – Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016, 63 с.
111. Г.И. Шипов. Простое доказательство релятивистской инвариантности уравнений классической электродинамики. <http://www.shipov.com>
112. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина. Уравнения Максвелла и параметрическое преобразование Галилея. Проблемы релятивистской астрономии и ускорителей. Исследовательская группа «АНАЛИЗ». <http://gigabaza.ru>, <http://www.vixri.ru>
113. А.В. Погорелов. Элементарная геометрия. – М.: Наука, 1977, 280 с.
114. Я.П. Терлецкий, Ю.П. Рыбаков. Электродинамика. – М.: Высшая школа, 1990, 352 с.
115. А.А. Самарский. Теория разностных схем. – 3-е изд., испр. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989, 616 с.
116. В.А. Чижов. Снова о сверхпроводимости, или Эксперименты ждут ответа. Часть II. – М.: Изд-во «Спутник+», 2017, 95 с.
117. V.A. Chizhov, F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov. Model of superconductivity formation on ideal crystal lattice defect – twin or twin boundary (MSC-TB) // *Journal of Physics*. 2018, v. 996, 012016, 5 p.
118. В.А. Чижов, Ф.С. Зайцев, В.Л. Бычков. Вихри Абрикосова по модели возникновения сверхпроводимости на двойниковых границах – МСП-ДГ. Доклад на научном семинаре в

РУДН, 31 мая 2018 г., 44 с. <http://lenr.seplm.ru/seminary/opublikovany-prezentatsii-dokladov-na-seminare-v-rudn-3105-2018>

119. В.А. Чижев, Ф.С. Зайцев, В.Л. Бычков. Конструирование новых высокотемпературных сверхпроводников по модели сверхпроводимости на двойниковых границах. Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2018, № 4, с. 66–83.
120. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972, 392 с.
121. Физические величины: Справочник. Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
122. Г.А. Месяц. Взрывная электронная эмиссия. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011, 280 с.
123. К.А. Круг. Основы электротехники. – Москва – Ленинград: Гос. Энерг. Издат, 1946, 472 с.
124. И.Е. Тамм. Основы теории электричества. 11-е изд., испр. и доп. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003, 616 с.
125. J. Marjanovic. Basic principles of over unity electromagnetic machines. – Novi Sad: VEMIRC, 2011, 203 p.
126. J.D. Jackson. Classical Electrodynamics (3rd ed.). – Hoboken: Wiley, 1998, 808 p.
127. Ресурс ru.wikipedia.org, раздел «Униполярный генератор».
128. Г. Ми. Курс электричества и магнетизма. Экспериментальная физика мирового эфира для физиков, химиков и электротехников. Часть 1. Электростатика. Под ред. О.Д. Хвольсона. – Одесса: МАТЕЗИСЪ, 1912, 384 с.
129. Г.С. Ландсберг. Элементарный учебник физики. Т. 2. – М.: Наука, 1985, 479 с.
130. Б.М. Будак, А.А. Самарский, А.Н. Тихонов. Сборник задач по математической физике. 4-е изд., испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 688 с.
131. С.П. Стрелков, Д.В. Сивухин, С.Э. Хайкин, И.А. Эльцин, И.А. Яковлев. Сборник задач по общему курсу физики. В 5

- т. Кн. III. Электричество и магнетизм. 5-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 232 с.
132. М.П. Калашников, М.А. Смондырев. Основы физики. Т. 1. – М.: Лаборатория знаний, 2017, 542 с.
133. Б. Ю. Коган. Сто задач по электричеству. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976, 63 с.
134. М.П. Шаскольская, И.А. Эльцин. Сборник избранных задач по физике: Учеб. руковод. / Под ред. С.Э. Хайкина. 5-е изд., перераб. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986, 208 с.
135. Ю.Н. Днестровский, Д.П. Костомаров. Математическое моделирование плазмы. – М.: Наука, первое издание 1982, 320 с., второе издание 1993, 336 с. Издание на англ. языке: Yu.N. Dnestrovskij, D.P. Kostomarov. Numerical Simulations of Plasmas. – New-York: Springer-Verlag, 1986.
136. Б.Б. Кадомцев. О неустойчивости срыва в токамаках. Физика плазмы. 1975, т. 1, вып. 5, с. 710–715.
137. I.T. Chapman. Controlling sawtooth oscillations in tokamak plasmas. Plasma Phys. Control. Fusion. 2011, v. 53, 013001, 36 p.
138. M.I. Mironov, F.S. Zaitsev, N.N. Gorelenkov, V.I. Afanasyev, F.V. Chernyshev, V.G. Nesenevich and M.P. Petrov. Sawtooth mixing of alphas, knock-on D, and T ions, and its influence on NPA spectra in ITER plasma. Nucl. Fusion. 2018, v. 58, 082030, 9 p.
139. О.С. Сергель. Прикладная гидрогазодинамика. – М.: Машиностроение, 1981, 374 с.
140. М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. – М.: Лань, 2002, 749 с.
141. С.А. Ахманов. Современные проблемы лазерной физики. Под ред. С.А. Ахманова. – М.: ВИНТИ, 1991, т. 4.
142. Regener E. Der Energiestrom der Ultrastrahlung. Zeitschrift für Physik. 1933, v. 1.80, p. 666–669. E. Regener. The energy flux of cosmic rays. Apeiron. 1995, v. 2, p. 85–86.
143. A.K. Assis, M.C. Neves. History of the 2.7 K temperature prior to Penzias and Wilson. Apeiron. 1995, v. 2, p. 79–84.

144. Т.А. Шмаонов. Методика абсолютных измерений эффективной температуры радиоизлучения с низкой эквивалентной температурой. Приборы и техника эксперимента. 1957, № 1, с. 83–86.
145. A.A. Penzias, R.W. Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4.080 m/s. *Astrophys. J.* 1965, v. 142, p. 419–421.
146. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс и Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: Изд. ин. лит., 1961, 930 с.
147. А.И. Бурштейн. Молекулярная физика. – Новосибирск: Наука, 1986, 288 с.
148. А.Ф. Иоффе, Н.Н. Семёнов. Курс физики. Том IV. Часть первая. Молекулярная физика (газы и жидкости). Изд. 2-е, испр. – Ленинград – Москва: Гос. техн.-теор. изд-во, 1933, 278 с.
149. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 1981, 400 с.
150. А.В. Елецкий, Л.А. Палкина, Б.М. Смирнов. Явления переноса в слабоионизованной плазме. – М.: Атомиздат, 1975, 336 с.
151. В.В. Павлов. О «кризисе» кинетической теории жидкости и затвердевания (Необходимое изменение традиционной молекулярной модели жидкости и твёрдого тела). – Екатеринбург: Урал. гос. горно-геол. акад., 1997, 391 с.
152. П. Гроссе. Свободные электроны в твёрдых телах. – М.: Мир, 1982, 270 с.
153. М.Я. Иванов, В.К. Мамаев. Новые горизонты теплоэнергетики с позиций низкоэнергетических ядерных реакций: теория, эксперимент, перспективы. *Двигатель.* 2015, № 5 (101), с. 34–41.
154. Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела. Т. 1. – М.: Мир, 1979, 406 с.
155. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. 2-е изд., перераб. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976, 480 с.

156. Д.С. Стребков, А.И. Некрасов. Резонансные методы передачи и применения электрической энергии. – М.: ГНУ ВИ-ЭСХ, 2008, 352 с.
157. Г.Г. Ивченков. Магнитное поле – статическое образование, не принадлежащее носителю поля, или Парадокс униполярных машин. <http://fe-hits.tarielkapanadze.ru/mp4.htm>
158. YouTube:
 «DePalma N-machine 11/18»,
<https://www.youtube.com/watch?v=971tWhaY2R8>;
 «DePalma N-machine 12/18»,
<https://www.youtube.com/watch?v=7vsHNXYhadM>
159. H. Aspden. Discovery of “virtual inertia”. *New Energy News*. 1995, v. 2, N 10, p. 1–4.
160. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, И.Е. Сахаров. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977, 384 с.
161. К.Э. Циолковский. Второе начало термодинамики. – Калуга: Типография С.А. Семёнова, 1914.
162. E. Podkletnov and R. Nieminen. A possibility of gravitational force shielding by bulk $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ superconductor. *Physica C*. 1992, v. 203, p. 441–444.
163. E.E. Podkletnov. Weak gravitation shielding properties of composite bulk $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ superconductor below 70 K under e.m. field. arXiv 1997: cond-mat/9701074, 23 p. <https://arxiv.org/abs/cond-mat/9701074v3>
164. F.C. Witteborn and M. Fairbank. Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. *Letters*. 1967, v. 19, N 18, p. 1049–1052.
165. C.S. Unnikrishnan. Does a superconductor shield gravity? *Physica C*. 1996, v. 266, p. 133–137.
166. Ш.М. Коган. Падает ли электрон в металлической трубе? *Успехи физических наук*. 1971, сентябрь, т. 105, вып. 1, с. 157–161.

167. А.Р. Лепёшкин. Новые электронно-инерционные эффекты в металлах – к столетию эффекта Толмена – Стюарта. Доклад на общемосковском семинаре «Физика шаровой молнии и физико-химических процессов в долгоживущих высокоэнергетических и плазменных объектах», 8 февраля 2017 г., 38 с. <http://шаровая-молния.орг/2017/02/08/>
168. А.Р. Лепёшкин. Новые физические эффекты и методы исследований температуропроводности металлических материалов при воздействии виброускорений. Доклад на общемосковском семинаре «Физика шаровой молнии и физико-химических процессов в долгоживущих высокоэнергетических и плазменных объектах», 3 октября 2018 г.
169. A.R. Lepeshkin and P.A. Vaganov. Investigations of thermal conductivity of metals in the field of centrifugal and vibration accelerations. XXXI International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS2016). Journal of Physics: Conference Series. 2016, v. 774, 012022, 7 p.
170. A.R. Lepeshkin, P.P. Shcherbakov. Investigation of thermal conductivity of metal materials on view of influence of ultrasonic waves. PTPPE-2017. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2017, v. 891, 012342, 6 p.
171. А.В. Кортнев, Ю.В. Рублёв, А.Н. Куценко. Практикум по физике. – М.: Высшая школа, 1965, 568 с.
172. G. Sciaini, M. Harb, S.G. Kruglik, T. Payer, C.T. Hebeisen, F.-J.M. Heringdorf, M. Yamaguchi, M.H. Hoegen, R. Ernstorfer, R.J.D. Miller. Electronic acceleration of atomic motions and disordering in bismuth. Nature. 2009, v. 458, p. 56–60.
173. R.C. Tolman, T.D. Stewart. The electromotive force produced by the acceleration of metals. Phys.Rev. 1916, v. 8, N 2, p. 97-116.
174. С. Барнетт. Гиромагнитные эффекты и эффекты инерции электронов. УФН. 1937, т. 18, № 3, с. 392–452.
175. И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизированных газах. – М.: Мир, 1967, 832 с.

176. R. Becker, C. Heller, and F. Sauter. *Über die Stromverteilung in einer supraleitenden Kugel*. *Z. Physik*, 1933, v. 85, p. 772–787.
177. F. London. *Superfluids*. – New York: Dover Publications, 1961, v. 1, 184 p.
178. A.F. Hildebrandt. *Magnetic field of a rotating superconductor*. *Phys. Rev. Letters*. 1964, v. 12, N 8, p. 190–191.
179. N.F. Brickman. *Rotating Superconductors*. *Phys. Rev.* 1969, v. 184, N 2, p. 460–465.
180. J.B. Hendricks, C.A. King, and H.E. Rorschach. *Journal of Low Temperature Physics*. *Phys. Rev.* 1971, v. 4, N 2, p. 209–229.
181. Ю.М. Урман. Влияние эффекта Барнетта – Лондона на движение сверхпроводящего ротора в неоднородном магнитном поле. *Журнал технической физики*. 1998, т. 68, № 8, с. 10–14.
182. Д.С. Баранов, В.Н. Зателепин. Теплообмен и движение «эфирного вещества». Доклад на общемосковском семинаре «Физика шаровой молнии и физико-химических процессов в долгоживущих высокоэнергетических и плазменных объектах», 21 июня 2017 г., 47 с. <http://шаровая-молния.орг/2017/06/21/>
183. В.А. Алешкевич, Л.Г. Деденко, В.А. Караваяев. *Механика сплошных сред. Лекции*. – М.: Изд-во Физического факультета МГУ, 1998, 92 с.
184. И. Н. Сливков. *Электроизоляция и разряд в вакууме*. – М.: Атомиздат, 1972, 304 с.
185. Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда*. 3-е изд., перераб. и доп. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009, 736 с.
186. А.А. Емельянов, Е.А. Емельянова. *Импульсные технологии повышения электрической прочности в вакууме*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009, 160 с.
187. Р.В. Поль. *Учение об электричестве*. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962, 517 с.

188. Н.А. Капцов. Физические явления в вакууме и разреженных газах. 2-е издание. – Москва – Ленинград: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1950, 836 с.
189. Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984, 256 с.
190. Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах. УФН. 1983, т. 139, вып. 2, с. 265–302.
191. О.Д. Хвольсон. Курс физики. Учение о магнитных и электрических явлениях. Т. 5, вторая половина. – Берлин: РСФСР гос. изд-во, 1925, 983 с.
192. E. Podkletnov and G. Modanese. Investigation of high voltage discharges in low pressure gases through large ceramic superconducting electrodes. *Journal of Low Temperature Physics*. 2003, v. 132, N 314, p. 239–259.
193. X. Ривьере. Работа выхода. Измерения и результаты. В кн. Поверхностные свойства твёрдых тел. Под ред. М. Грина. – М.: Мир, 1972, с. 193–316.
194. Д.И. Проскуровский. Эмиссионная электроника. – Томск: Томский государственный университет, 2010, 288 с.
195. Г.Н. Фурсей. Автоэлектронная эмиссия. – СПб.: Издательство «Лань», 2012, 320 с.
196. Физическая энциклопедия. Гл. ред. А.М. Прохоров. Том 5. – М.: Научн. изд-во «Большая Российская энциклопедия», 1998, 691 с.
197. Физическая энциклопедия. Гл. ред. А.М. Прохоров. Том 2. – М.: Советская энциклопедия, 1990, 703 с.
198. Н.В. Федоренко. Ионизация при столкновениях ионов с атомами. УФН. 1959, т. LXVIII, вып. 3, с. 481–511.
199. Э.В. Мюллер, Т.Т. Цонг. Полевая ионная микроскопия. Полевая ионизация и полевое испарение. – М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит., 1980, 221 с.
200. А.И. Волков, И.М. Жарский. Большой химический справочник. – Минск: Современная школа, 2005, 608 с.

201. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей физики. Т. 3. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1961, 607 с.
202. А.В. Сабуров. Пространственное распределение частиц ШАЛ с энергией выше 10^{17} эВ по данным Якутской установки. Дисс. на соискание учёной степени к. ф.-м. наук. – Якутск: ФГБУН Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН, 2017, 146 с.
203. Н.А. Добротин. Космические лучи. – М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1954.
204. С.Г. Бурого. Тайны межзвездного эфира. – М.: Изд-во МАИ, 1997.
205. W. Galbraith, J. Jelley. *Phil. Mag.* 1953, v. 44, p. 619.
206. W. Galbraith, J. Jelley. *Nature.* 1953, v. 171, p. 349.
207. S. Singer. *The nature of ball lightning.* Plenum. – NY, 1971.
208. M. Stenhoff. *Ball lightning. An unsolved problem in atmospheric physics.* – New York: Kluwer/Plenum, 1999, 349 с.
209. V. Bychkov, A. Nikitin, G. Dijkhuis. *Modern state of ball lightning investigations. The Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes and Monitoring.* Eds. V. Bychkov, G. Golubkov, A. Nikitin. – Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2010, p. 201–373.
210. V.L. Bychkov, A.I. Nikitin. *Ball lightning: A new step in understanding. The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring and Ball Lightning.* Eds. V. Bychkov, G. Golubkov, A. Nikitin. Springer, 2014, p. 201–367.
211. А.И. Григорьев. Шаровая молния. – Ярославль: Изд-во Ярославского гос. ун-та им. П.Г. Демидова, 2006.
212. Y.N. Ohtsuki, H. Ofuruton. *Plasma fireballs formed by microwave interference in air.* *Nature.* 1991, v. 350, N 6314, p. 139–141.
213. Р.Ф. Авраменко, В.И. Николаева, Л.П. Поскачеева. Энергоёмкие плазменные образования, инициируемые эрозионным разрядом, – лабораторный аналог шаровой молнии. Шаровая молния в лаборатории. Ред. Р.Ф. Авраменко В.Л.

- Бычков, А.И. Климов, О.А. Синкевич. – М.: Химия, 1994, 256 с., с. 15–56.
214. Б.М. Смирнов. Проблема шаровой молнии. – М.: Наука, 1988, 208 с.
215. J. Abrahamson, J. Dinnis. Ball lightning caused by oxidation of nanoparticle networks from normal lightning strikes on soil. *Nature*. 2000, v. 403, p. 519–521.
216. V.L. Bychkov. Ball lightning as an object with metallic powder core and oxide cover. Proc. 11th International Symp. on Ball Lightning (ISBL-10) and 4th International Symp. on Unconventional Plasmas (ISUP-10). Kaliningrad, Russia, 2010, p. 34–41.
217. Г.Д. Шабанов, Б.Ю. Соколовский. Макроскопическое разделение зарядов в импульсном электрическом разряде. *Физика плазмы*. 2005, т. 31, № 6, с. 560–566.
218. А.И. Егоров, С.И. Степанов. *ЖТФ*. 2002, т. 72, в. 12, с. 102–104.
219. B. Juettner, S. Noack, A. Versteegh, G. Fussmann. Long-living plasmoids from water discharge at atmospheric pressure. In: Proc. 28th International Conf. on Phenomena in Ionized Gases. 2007, Prague, Czech Republic, p. 2229–2234.
220. J.J. Lowke, D. Smith, K.E. Nelson, R.W. Crompton, A.B. Murphy. Birth of ball lightning. *Journ. of Geophys. Res.* 2012, v. 117, D19107.
221. H.C. Wu. Relativistic-microwave theory of ball lightning. *Sci. Rep.* 2016, v. 6, p. 26263.
222. А.И. Никитин. Электродинамическая модель шаровой молнии. *Химическая физика*. 2006, т. 25, № 3, с. 38–62.
223. A.I. Nikitin, V.L. Bychkov, T.F. Nikitina, A.M. Velichko, and V.I. Abakumov. Sources and components of ball lightning theory. International Interdisciplinary Conference “Euler Readings MRSU 2017”, IOP Publishing IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 996 (2018) 012011.

224. V.L. Bychkov, A.I. Nikitin, I.P. Ivanenko, T.F. Nikitina, A.M. Velichko, I.A. Noisikov. Ball lightning passage through a glass without breaking it. *Journ. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2016, v. 150, p. 69–76.
225. В.А. Ацюковский. Эфиродинамические гипотезы. – Жуковский: Изд-во Петит, 2000, с. 157–160.
226. В.И. Абакумов, А.Р. Бикмухаметова, В.Л. Бычков, Д.А. Сафроненков, В.А. Черников, Т.О. Михайловская, А.М. Долгорукий, А.П. Шваров. Взаимодействие долгоживущих светящихся образований с поверхностью Земли. Материалы 25-й Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». Москва 24–25 ноября 2017 г. – М.: Инфра М, с. 538–554.
227. И. Царев, И. Царева. Тайна ведьминых кругов. – М.: Изд-во «Рипол Классик», 2005, 448 с.
228. Н. Тесла. Колорадо-Спрингс. Дневники 1899–1900. – Самара: Издательский дом «Агни», 2008. (Electrical world and engineer, March 5, 1904).
229. К.Л. Корум, Дж.Ф. Корум. Эксперименты по созданию шаровой молнии и электрохимические фрактальные кластеры. УФН. 1990, т. 160, вып. 4, с. 47–58.
230. TCBA NEWS, volume 8, #3, 1989. Tesla's production of electric fireballs by Kenneth L. Corum and James F. Corum. Corum & Associates, Inc. 8551 State Troute 534 Windsor, Ohio 44099.
231. В. Копейкин. Fireball – шаровая молния. – Троицк: Тривант, 2011.
232. М. Сейфер. Никола Тесла. Повелитель вселенной. – М.: Эксмо, Яуза, 2008, 608 с.
233. Кольская сверхглубокая. Под ред. Е.А. Козловского. – М.: Недра, 1984, 490 с.
234. В.С. Ланев, М.И. Ланева. Кольская сверхглубокая. – Мурманск: Кн. Изд-во, 1987, 128 с.

235. В.Ф. Блинов. Растущая Земля: из планет в звёзды. – Киев: Электронная монография, созданная на основе одноименной книги, 2011, 305 с. Книга: Блинов В. Ф. Растущая Земля: из планет в звёзды. – М.: Едиториал УРСС, 2003, 272 с.
236. Б.Л. Глушак. Начала физики взрыва. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011, 308 с.
237. Е.И. Забабахин, И.Е. Забабахин. Явления неограниченной кумуляции. – М.: Наука, 1988, 163 с.
238. Е.И. Забабахин. Явления неограниченной кумуляции. Механика в СССР за 50 лет. – М.: Наука, 1970, т. 2, с. 313–342.
239. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра: Учебник. Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: Издательство ЛКИ, 2007, 584 с.
240. F.S. Zaitsev, V.A. Chizhov, V.L. Bychkov. Formulation of Experiments for Testing Theoretical Concepts about Mechanisms of Low-Temperature Nuclear Processes. 17th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Moscow, April 17–19, 2018, 2 p.
241. Ф.С. Зайцев, В.А. Чижев, В.Л. Бычков. Вихри. Изучение физических механизмов низкотемпературной трансформации нуклидов. Доклад на научном семинаре в РУДН, 27 декабря 2018 г., 35 с.
lenr.seplm.ru/seminary/opublikovany-prezentatsii-dokladov-na-seminare-v-rudn-27_12_2018
www.youtube.com/watch?v=xfrj_j9EGd4
242. В.И. Шаров, Г.А. Гречишников, И.А. Рыжкова. Сейсмическое изучение геодинамических систем и флюидного режима земной коры южно-татарского свода в связи с его уникальной нефтеносностью. Материалы Международной научной конференции «Углеродный потенциал фундамента молодых и древних платформ». 2006, Казань, 6–8 сентября, с. 312–315.
243. В.И. Шаров. О новой трёхслойной сейсмической модели континентальной коры. Геотектоника. 1987, № 4, с. 19–30.

244. В.И. Шаров. Сейсмическое излучение недр Земли: от сейсмологии до технологии глубинного ОГТ. Физика Земли. 1999, № 7–8, с. 131–142.
245. Ю.И. Петров. Классические и квантово-механические представления об упругих и неупругих явлениях: неточности, критический анализ и альтернативный подход. Неточности обычной трактовки эффекта Мёссбауэра и его новая интерпретация. – М.: ЛЕНАРД, 2017, 203 с.
246. М.В. Ковальчук. Интервью от 18.02.2017 в программе ТВЦ «Право Знать с Дмитрием Куликовым».
http://www.tvc.ru/channel/brand/id/1756/show/episodes/episode_id/48576

Представления некоторых великих учёных об устройстве материи

Р. Декарт (1596–1650) поставил после древних греков вопрос о существовании материи, сплошь заполняющей всё пространство и ответственной за перенос световых волн. Он объяснял образование материи и планет, в частности, свойством вихрей эфира, состоящего из множества крупных частиц.

И. Ньютон (1643–1727) считал возможным вывести из начал механики все остальные явления природы, полагая, что все эти явления обуславливаются некоторыми силами, с которыми частицы тел вследствие причин «покуда неизвестных» или стремятся друг к другу и сцепляются в правильные фигуры, или же взаимно отталкиваются и удаляются друг от друга. Возможно превращение света в вещество и обратно.

М.В. Ломоносов (1711–1765) отвергал все специфические виды материи, признавал лишь эфир.

М. Фарадей (1791–1867) представлял «мировой эфир» как совокупность неких силовых линий. Он категорически отрицал возможность действия на расстоянии через пустоту.

Дж. К. Максвелл (1831–1879) в своих работах делает вывод о распространении возмущений от точки к точке в мировом эфире. Максвелл упоминает об эфире как о жидкости и выводит свои уравнения, опираясь на представления Гельмгольца, Ранкина и других гидродинамиков о движении вихрей в идеальной жидкой среде.

В течение XIX века было выдвинуто несколько моделей эфира. Значительная часть из них не отвечала на вопрос об устройстве эфира и характере взаимодействия. Например, Герцем была выдвинута идея о полном захвате эфира материей.

В. Томсоном (лордом Кельвином, 1824–1907) было предложено несколько моделей эфира. Им высказывались предположе-

ния о скорости эфира как о магнитном потоке и о скорости вращения эфира как величине диэлектрического смещения. Он также показал, что если эфир – совершенная несжимаемая жидкость без трения, то атомы являются тороидальными кольцами Гельмгольца.

Школа Дж.Дж. Томсона (1856–1940) продолжила эту линию. Дж.Дж. Томсон последовательно развивал вихревую теорию материи и взаимодействия. Он, исходя из вихревой теории эфира в 1903 году, показал, что $E = mc^2$.

Таким образом, лорд Кельвин и Дж.Дж. Томсон рассматривали единую материю – Эфир. Различные виды её проявления связывались с различными формами её кинетического движения.

Д.И. Менделеев (1834–1907) пытался определить химические свойства эфира. Им эфир был включён в таблицу химических элементов в «нулевую строку» под названием «ньютоний».

Н.Е. Жуковский (1847–1921) также придерживался позиции существования эфира, пытался получить уравнения Максвелла на основе механической модели. Он писал: «Я убеждён, что проблемы громадных скоростей, основные проблемы электромагнитной теории разрешатся с помощью старой механики Галилея и Ньютона».

К.Э. Циолковский (1857–1935): «Не согласен с теми учёными, которые отчаялись объяснить явление природы механическим путём. Мне кажется, новейший путь научного исследования продержится недолго: снова перейдут к механическим основам».

Следует особо отметить советского академика В.Ф. Миткевича (1872–1951). Он отстаивал необходимость признания факта существования эфира и механическую точку зрения на эфир. Его книги «Основные физические воззрения» и «Магнитный поток и его преобразования» актуальны до сих пор.

Цитаты из высказываний о первом издании книги

«У них ошибок нет, потому что они работают с законами сохранения!» – А.А. Рухадзе.

«Так должно быть! Некоторые вещи для меня всегда были очевидны. Книжка замечательно написана! Так красиво и элегантно изложено, что я был потрясён! Ехал домой, пролистал её. Потом засел без ужина и в пять утра закончил. Прочитал на одном дыхании! Рекомендую.» – Н.В. Самсоненко.

«Подход очень нам симпатичен. Мы по своему образованию в этих вопросах достаточно хорошо разбираемся, чтобы понять, что у вас толковая работа.» – В.Н. Зателепин.

«Доломали физику.» – Б.М. Пахомов.

«Математическая модель современной парадигмы теоретической физики похожа на лоскутное одеяло, шитое белыми нитками.» *«Эфир заменили где электронами с туннельным эффектом, а где просто виртуальными частицами.»* *«Физика теперь из иррациональной науки, наделявшей объекты противоречивыми свойствами, превратилась в рациональную науку.»* – Ф.С. Зайцев.

«Книга имеет колоссальное значение для науки.» *«Смена парадигмы в естественных науках.»* *«Букварь по физике.»* *«Авторам пришлось вычищать авгиевы конюшни в физике.»* – Из обзоров.

Authors:

Vladimir L. Bychkov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
Academician of the Russian Academy of Natural Sciences

Fedor S. Zaitsev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor,
Academician of the Russian Academy of Natural Sciences

V. L. Bychkov, F. S. Zaitsev.

Mathematical modeling of electromagnetic and gravitational phenomena by the methodology of continuous media mechanics / V. L. Bychkov, F. S. Zaitsev. – 2nd ed. – Moscow : MAKS Press, 2019. – 640 p.

ISBN 978-5-317-06077-0

The book of famous Russian scientists systematically presents a new theoretical approach to the study of fundamental phenomena of nature using the hypothesis of the presence of a physical vacuum, or ether, as some environment in which all the processes develop. In the proposed studies, the ether is represented as some one-component continuous medium that satisfies the generally accepted conservation laws: of matter and momentum. On a basis of these equations a number of consequences are obtained to which a physical interpretation is given. The theoretical results are compared with experimentally established basic physical laws. Good match is demonstrated. Details of mechanisms of many processes that seemed previously paradoxical have been disclosed. A method of the model substantiation adopted in the methodology of the mathematical modeling allows one to conclude that the presented mathematical model of the ether adequately describes electromagnetic and gravitational processes.

More than seventy different known and new experimental facts have been analyzed qualitatively and quantitatively as well. They allow in frames of methodology of physics, as science summarizing the experiments, to conclude that there exists an ether – the environmental medium, in which all processes take place.

The content of the book is based on the works of authors made during the last twelve years. Many results are to publish for the first time.

The book is intended for specialists in the field of electrodynamics, electrical engineering, gravity and kinetics, to graduate students and students as well, interested in the fundamental principles of these scientific directions.

This work is unique in terms of the comprehensive consideration of the problem and the depth of its analysis.

Key words: mathematical modeling, electricity and magnetism, gravitation, kinetics, continuous media mechanics, ether.

Научное издание

БЫЧКОВ Владимир Львович
ЗАЙЦЕВ Фёдор Сергеевич

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ГРАВИТАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ
ПО МЕТОДОЛОГИИ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Второе издание, расширенное и дополненное

Отпечатано с готового оригинал-макета

Издательство «МАКС Пресс»

Главный редактор: *Е. М. Бугачева*

Обложка: *А. М. Павлов*

Подписано в печать 07.03.2019.

Формат 60x90 1/16. Усл.печ.л. 40,0.

Тираж 150 экз. Изд. № 044

Издательство ООО «МАКС Пресс»

Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М. В. Ломоносова,

2-й учебный корпус, 527 к.

Тел. 8(495)939-3890/91. Тел./факс: 8(495)939-3891.

ISBN 978-5-317-06077-0



9 785317 060770