

Министерство образования и науки Российской Федерации

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный
инженерно-экономический университет»



Посвящается 100-летию открытия Гейке Камерлинг-Оннеса

В. К. Федюкин

**ОПРОВЕРЖЕНИЕ
«ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ»
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА**

Препринт

**Санкт-Петербург
2010**

УДК 338.945:530.1

ББК 22.36

Ф32

Утверждено редакционно-издательским советом СПбГИЭУ

Рецензенты:

заслуженный деятель науки РФ, д-р техн. наук, проф. *В. Д. Дурнев*
(СПбГИЭУ),

канд. техн. наук, доц. *А. С. Демурин* (СПбГИЭУ)

Одобрено к изданию научно-техническим советом СПбГИЭУ

Федюкин В. К.

Ф32 Опровержение «теории сверхпроводимости» электрического тока : препринт / В. К. Федюкин. – СПб. : СПбГИЭУ, 2010. – 54 с.

ISBN 978-5-9978-0035-2

Критически рассмотрены существующие научные интерпретации экспериментальных данных о явлении, называемом сверхпроводимостью электрического тока. Выявлены несоответствия и противоречия законам физики традиционных представлений и теорий несуществующей «сверхпроводимости» потока электрической энергии (тока) в материалах без сопротивления. Обосновано, что рассматриваемое явление есть метастабильное и многократно более сильное диамагничивание тел при низких или пониженных температурах.

Предназначено для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов физических и технических специальностей.

УДК 338.945:530.1

ББК 22.36

ISBN 978-5-9978-0035-2

© СПбГИЭУ, 2010

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что существует сверхпроводимость электрического тока как процесс передачи различными материалами электрической энергии посредством движения в них электронов без какого-либо сопротивления этому движению со стороны проводника. Данное нереалистическое представление о сверхпроводимости тока как о почти сверхъестественном явлении природы вот уже скоро 100 лет заполняет умы ученых, инженеров и других специалистов. Потрачены колоссальные интеллектуальные и финансовые усилия, а проблема адекватного понимания и создания соответствующей теории, а также широкого использования сверхпроводимости остается нерешенной. Известно, что по проблеме сверхпроводимости опубликованы десятки тысяч работ. В настоящее время по вопросам сверхпроводимости ежедневно публикуется 10–15 статей, издаются большие монографии, проводятся многочисленные симпозиумы и конференции. За исследования сверхпроводимости присвоено несколько Нобелевских премий и ряд национальных премий. Такой повышенный научный и общественный интерес к необычной сверхпроводимости обусловлен очевидной невероятностью объяснений ее физической природы и чрезмерно большими ожиданиями от использования этого физического явления. Однако вековая задержка в создании приемлемой теории сверхпроводимости свидетельствует о том, что, вероятно, в исходных основах (представлениях и интерпретациях экспериментов) для теоретических и практических исследований есть принципиальные ошибки. Возможно, поэтому до сих пор нет ясности в понимании физической природы данного явления и нет непротиворечивой теории сверхпроводимости. Все это вызывает необходимость разобраться в сущности явления (необоснованно называемого сверхпроводимостью электрического тока) начиная с момента его обнаружения в Лейденской лаборатории (г. Лейден, Голландия) Гейке Камерлинг-Оннесом с сотрудниками еще в 1910–1911 гг.

Приступая к анализу проблемы сверхпроводимости, необходимо определиться в отношении правильности используемых терминов и их понятий.

Исходя из наиболее упрощенного и поэтому неадекватного представления об электрическом токе как о направленном движении в телах каких-то, как-то и чем-то заряженных частиц, в частности, электронов или ионов, получаем сугубо предположительное: «Электрический ток – это движение заряженных частиц». Но ведь электрический ток мы оцениваем по измерениям уменьшения «электротонического состояния» (*М. Фарадей*), т. е. по уменьшению величины потенциальной (запасенной) энергии электрического поля при преобразовании ее в другие виды. Движений, например, электронов внутри проводника пока еще никто не наблюдал. Следовательно, объективно и достоверно можно утверждать только то, что электрический ток есть передача электромагнитным полем электрической энергии от ее источника к потребителю (преобразователю). Очевидно, что носителем энергии электрического тока проводимости является движущаяся определенным образом полевая материя (эфир).

Вне сомнений, что «всякому действию есть противодействие» и, следовательно, «всякому движению есть сопротивление» (*И. Ньютон*). Естественно, что и электрический ток передается по проводнику с соответствующим сопротивлением (закон Ома). Общепринято сейчас, что «электрическое сопротивление – это величина, характеризующая противодействие, которое оказывает проводник движущимся в нем электрическим зарядам (в частности, электронам)». Но возможно и другое определение электросопротивления. Например, сопротивление электрическому току – это есть самоиндукционное (самовозникающее) электромагнитное противодействие движению электромагнитной энергии со стороны любых материальных объектов. В данном определении нет предполагаемых относительно медленно движущихся «свободных» электронов и их рассеяния атомами вещества. Это устраняет ряд принципиальных противоречий в теории электричества. Например, электрический ток проводимости не может переноситься ни электронами, ни ионами, так как их скорости движения внутри тел малы, а скорость распространения электрического тока по проводнику примерно равна скорости света, т. е. 300 000 км/с. Из этого факта следует, что электрический ток есть движение электромагнитного поля внутри и вблизи проводника. Однако вопреки

фактам и логике электрическим током проводимости по-прежнему называют такой поток электрической энергии, когда ее носители, т. е. микроскопические электрические заряды, движутся *внутри* макроскопического тела (твердого, жидкого или газообразного).

Автор убежден, что электрический ток проводимости не есть движение свободных электронов в некоторых твердых и жидких телах, а является процессом передачи электрической энергии посредством ламинарных или турбулентных (спиралеобразных) электромагнитных движений неведущей материи (по-старому, эфира) вдоль поляризованных атомных или молекулярных структур токопроводящего вещества и что сверхпроводимости электричества сверхтекучими спаренными электронами не существует. Поэтому в дальнейшем слово «сверхпроводимость» используется в кавычках.

Установлено [3]; [10]; [11]; [12]; [13], что при соответствующих условиях (низких температур, пропускания электрического тока и магнитного воздействия) различные материалы переходят не в «сверхпроводящее», а в метастабильное диамагнитное состояние.

При этом возникающее диамагнитное поле намного сильнее намагничивающегося поля. Поэтому такое индуцированное диамагнитное поле названо супердиамагнитным, или сверхдиамагнитным.

1. ПРОБЛЕМА «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ»

Давно известно, что электрическое сопротивление большинства металлов и многих других токопроводящих тел уменьшается с понижением их температуры и при очень низких температурах стремится к некоторому минимальному пределу – остаточному электросопротивлению. Это остаточное электросопротивление, например, чистых металлов, при температурах в пределах $-192^\circ \dots -258^\circ\text{C}$ во много раз меньше, чем при комнатных и повышенных температурах. Такое снижение электросопротивления до очень малых значений на практике часто принимают за сверхпроводимость электричества. Постепенное и большое уменьшение сопротивления электрическому току в результате глубокого охлаждения проводника не является переходом его в сверхпроводящее состояние. Такой процесс не соответствует установившемуся в науке понятию о скачкообразном переходе переохлажденного материала к «сверхпроводимости» электрического тока абсолютно без сопротивления со стороны токопроводящего материала. Кроме того, известно, что у многих простых веществ и сложных материалов есть обратная зависимость электросопротивления от температуры проводника. Однако уменьшение электросопротивления при увеличении температуры материала не приводит к его «сверхпроводимости». Типичным представителем вещества с отрицательным (уменьшающим) температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) при *увеличении* температуры является кремний. Его удельное электросопротивление уменьшается с $2,97 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$ при температуре -192°C до $0,23 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$ при $+800^\circ\text{C}$ ($100 \text{ мком} \cdot \text{см} = 1 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$). Температурный коэффициент сопротивления характеризует уменьшение удельного электросопротивления ρ при изменении температуры на 1°C или на 1K .

Изменения отрицательного ТКС кремния в широком диапазоне температур, при измерении ρ в $\text{мком} \cdot \text{см}$, таковы:

$$\text{ТКС}_{\text{cp}} = 1,3 \text{ мком} \cdot \text{см}/^\circ\text{C} \text{ при температурах от } -192^\circ\text{C} \text{ до } -78^\circ\text{C};$$

$$\text{ТКС}_{\text{cp}} = 0,7 \text{ мком} \cdot \text{см}/^\circ\text{C} \text{ при температурах от } -78^\circ\text{C} \text{ до } 0^\circ\text{C};$$

$$\text{ТКС}_{\text{cp}} = 0,2 \text{ мком} \cdot \text{см}/^\circ\text{C} \text{ при температурах от } 0^\circ\text{C} \text{ до } 100^\circ\text{C};$$

$$\text{ТКС}_{\text{cp}} = 0,2 \text{ мком} \cdot \text{см}/^\circ\text{C} \text{ при температурах от } 100^\circ\text{C} \text{ до } 200^\circ\text{C}.$$

При дальнейшем нагревании ρ кремния несколько увеличивается, а потом вновь снижается.

Отрицательный ТКС имеют такие материалы, как графит, полупроводники (например, легированные германий и кремний), стеклообразные полупроводники, соединения и смеси поликристаллических окислов металлов (MnO , CoO , NiO , CuO , Fe_3O_4 , UO_2 и др.). Еще М. Фарадей обнаружил отрицательный ТКС у сернистого серебра и фторида свинца. Отрицательным ТКС обладают материалы сложных систем, таких как $\text{NiO}-\text{Ca}_2\text{O}_3-\text{Mn}_2\text{O}_3$ или $\text{NiO}-\text{Mn}_2\text{O}_3$ и др.

Примером вещества с положительным ТКС является висмут. Значения его ТКС при различных температурах таковы:

$\text{TKC}_{\text{cp}} = 0,22 \text{ мком}\cdot\text{см}/^\circ\text{C}$ при температурах от -258°C до -192°C ;

$\text{TKC}_{\text{cp}} = 0,35 \text{ мком}\cdot\text{см}/^\circ\text{C}$ при температурах от -192°C до -78°C ;

$\text{TKC}_{\text{cp}} = 0,41 \text{ мком}\cdot\text{см}/^\circ\text{C}$ при температурах от -78°C до 0°C ;

$\text{TKC}_{\text{cp}} = 0,49 \text{ мком}\cdot\text{см}/^\circ\text{C}$ при температурах от 0°C до 100°C ;

$\text{TKC}_{\text{cp}} = 0,69 \text{ мком}\cdot\text{см}/^\circ\text{C}$ при температурах от 100°C до 200°C .

При этом удельное электросопротивление висмута при 20°C равно $114,05 \text{ мком}\cdot\text{см}$, или $1,14 \text{ ом}\cdot\text{мм}^2/\text{м}$.

В связи с вышеизложенным отметим, что в «сверхпроводящее» состояние переходят все материалы как с положительными, так и с отрицательными ТКС. Но материалы с положительными ТКС переходят в «сверхпроводящее» состояние при очень низких температурах (от 0 до 30 К). Это низкотемпературные «сверхпроводники» 1-го рода. Материалы с отрицательными значениями ТКС – это относительно высокотемпературные «сверхпроводники» 2-го рода. В среднем критическая температура перехода в «сверхпроводящее» состояние ($T_{\text{кр}}$) у «сверхпроводников» 2-го рода в 5–6 раз больше, чем у «сверхпроводников» 1-го рода. Этот примечательный и неслучайный факт с очевидностью свидетельствует о том, что при отрицательном ТКС материалу легче и быстрее перейти из токопроводящего к диэлектрическому и диамагнитному состоянию. Следовательно, можно предположить, что при создании комнатно-температурных и теплых (с $T_{\text{кр}} > 100^\circ\text{C}$) «сверхпроводников», а по существу диэлектрических сверхдиамагнетиков, необходимо подбирать вещества, их соединения и композиции (система) с наибольшими удельными электросопротивлениями и с максимальными значени-

ями отрицательных ТКС. Поэтому не случайно многочисленные эксперименты показывают, что хорошие проводники являются плохими «сверхпроводниками», а непроводники, т. е. диэлектрики, в частности, керамические материалы – изоляторы, при более высоких температурах становятся хорошими «сверхпроводниками». Почему так происходит? Ответ на этот вопрос очевидно состоит в том, что рассматриваемое явление «сверхпроводимости» не является таковым, а есть сугубо магнитное проявление вследствие изменения электронной структуры атомов. Доказательства данного суждения приводятся ниже и изложены в ранее опубликованных работах автора [3]; [10]; [11]; [12]; [13].

Вначале рассмотрим, как было обнаружено и исследуется то, что называется *сверхпроводимостью* электрического тока. Голландский ученый Гейке Камерлинг-Оннес (далее – Оннес) в 1911 г. производил опыты по определению электросопротивлений металлов при температуре жидкого гелия 4,2 К. Эксперименты Оннеса и его последователей производились двояко: 1) пропусканием постоянного электрического тока по исследуемому проводнику и 2) путем предполагаемой индукции какого-то электрического тока в кольцеобразном металлическом образце под действием постоянного ферромагнита.

В первом случае измерение электросопротивления производилось потенциометрическим способом – гальванометром (так как токи были малы), а во втором – электросопротивление оценивалось по показаниям магнитометра. Так это делают и сейчас. При гальванометрическом (потенциометрическом) способе измерения исследуемая металлическая проволока подключалась последовательно в цепь постоянного тока и определялась разность электрических потенциалов на ее концах. По разности потенциалов (ΔE) можно косвенно судить об электросопротивлении проводника электрическому току. При магнитометрическом измерении можно определить силу магнитного поля на некотором расстоянии от токопроводящей проволоки или иного проводника, но не его электросопротивление. Если электрического тока в проводнике нет, а магнитное поле вблизи него есть, то магнитометром измеряется намагниченность (M) исследуемой проволоки или другого твердого тела. Магнитометром, измеряющим внешнее магнитное поле

около проводника с током, в принципе нельзя измерить ни электросопротивление (R), ни достоверно определить наличие тока в проводнике, так как постоянное магнитное поле вполне может быть у тела и без электрического тока в нем.

Исследования Оннеса показали, что при гелиевой температуре на концах токопроводящей платиновой проволоки разность потенциалов ΔE , измеряемая обычным гальванометром, внезапно исчезает [1]; [2]. Несколько ранее это же явление наблюдал сотрудник Оннеса по Лейденской криогенной лаборатории квалифицированный физик Гиллес Холст [1]. Это удивительное явление, вот уже почти 100 лет остающееся предметом научных дискуссий, было необоснованно названо Оннесом сверхпроводимостью электрического тока, т. е. электрическим током без сопротивления или с «сопротивлением» $R = 0$. До сих пор считается, что неограниченно большой электрический сверхток проскакивает по сверхпроводящей проволоке без сопротивления, т. е. как при коротком замыкании проводов в обычных условиях токопроводности. Но на практике короткого замыкания от наступления «сверхпроводимости» не происходит. Это означает, что отсутствие падения напряжения ($\Delta E = 0$) не от «сверхпроводимости» первого рода с $R = 0$, а от чего-то другого.

Из факта исчезновения разности потенциалов (напряжений) ΔE непосредственно на концах платиновой и других токопроводящих проволок, находящихся под электронапряжением от источника постоянного (не знакопеременного) напряжения (например, от электрической батареи, как в опытах Оннеса и других), можно сделать вывод о том, что металлические проволоки при гелиевых температурах становятся не сверхпроводниками, а наоборот, диэлектриками, т. е. изоляторами с $R = \infty$ для данного токопроводящего материала при определенных для него докритических значений электрического E и магнитного H полей. Следовательно, при наступлении так называемой «сверхпроводимости» первого ряда любых материалов (в том числе и металлических) электрический ток не течет, и поэтому $\Delta E = 0$. При $\Delta E = 0$, когда нет тока, а электрическая напряженность внешнего поля E есть и воздействует на «сверхпроводник», то логичнее утверждать что электросопротивление $R = \infty$, а не $R = 0$. Электросопротивление, рав-

ное нулю, возможно только в случае, когда нет электрического тока в проводнике.

Кстати отметим, что еще в 1936 г. Я. И. Френкель указывал, «что в отношении своей теплоемкости тело в сверхпроводящем состоянии ведет себя как диэлектрик, т. е. так, как если бы в нем вовсе не было свободных электронов» [2, с. 15].

Причина прекращения тока проводимости в металлах и других токопроводящих материалах, т. е. прекращение потока энергии электромагнитного поля по проводнику при температуре ниже критической состоит в появлении у этих материалов сильного, блокирующего ток, противопололя – сверхдиамагнитного поля [3], которое, как известно, при последующем увеличении E или H разрушается и ток проводимости восстанавливается с прежним электросопротивлением. Эти утверждения автора подтверждаются результатами многих экспериментов по изучению «сверхпроводимости». Так, например, Оннес и его последователи экспериментировали с кольцеобразными проводниками, не пропуская по ним электрический ток от внешнего источника. Они ошибочно полагали, что при гелиевой температуре под действием *постоянного* магнитного поля в металлическом кольце индуцируется постоянный сверхпроводимый электрический ток, который, по их мнению, не затухая, может циркулировать в кольце неограниченное время, а это означает, что $R = 0$. Отметим кстати, что еще Фарадей в середине XIX в. доказал, что постоянное магнитное поле не может *индуцировать* электрический ток. Оно способно только намагничивать тела. Однако результаты Оннеса и других до сих пор неверно интерпретируются как сверхпроводимость.

В процессе кратковременного воздействия постоянным магнитом на кольцеобразный металлический образец, находящийся в дюаре при температуре жидкого гелия, он становился магнитным и его более сильную намагниченность измеряли за пределами дюара *магнитометром*. Наведенное сверхмагнитное поле кольца сохраняется стабильным (при закритической криогенной температуре) неограниченное время. Но из этого не следует, что в кольце циркулирует особенный и более сильный электрический ток без сопротивления со стороны проводника и что закон Ома и многие другие законы в данных условиях экспериментов не действуют.

В опытах с кольцами проявляются законы магнетизма, а не электрического тока. Наличие постоянного магнитного поля вблизи кольца доказывает его намагниченность, а не то, что в нем будто бы течет неестественный сверхток сверхпроводимости.

Оннес, экспериментируя, разрезал обычное немагнитное свинцовое кольцо, в котором, как предполагалось, индуцирован сверхпроходящий электрический ток и ожидал исчезновения тока и исчезновения вблизи кольца магнитного поля. Однако отклонение магнитной стрелки, регистрирующей силу магнитного поля, при разрезании кольца не изменялось, «как если бы кольцо представляло собой ... магнит» [2, с. 5]. Этот эффект, обнаруженный впервые Оннесом, и все аналогичные эффекты так называемых «контактов Джозефсона» легко объясняются магнитными взаимодействиями аналогично тому, как это происходит между сближенными частями некогда единого постоянного магнита или между пластинами обычного конденсатора. Следовательно, все известные контакты Джозефсона – это не электрические контакты сверхпроходящих по ним токов, а усиленные и высокочувствительные контакты более магнитовосприимчивых тел. Эксперименты подтверждают, что в этих контактах нет энергозатратных туннельных эффектов прохождения электронов через барьеры, не проводящие ток, а есть практически энергонезатратные магнитные взаимодействия тел через зазоры или диэлектрические материалы между ними. Такое только на первый взгляд необычное магнитное контактирование происходит потому, что материалы контактов при критических криогенных температурах переходят в состояние сильной намагничиваемости с большим дальним действием их полей.

Установлено, что существует только два *статических* способа перевода материала в «сверхпроводящее» состояние: *электростатический*, т. е. посредством пропускания постоянного электрического тока по проводнику и *магнитостатический* – под влиянием постоянного магнитного поля.

При электростатическом способе металлическая проволока включается в электрическую сеть постоянного электрического тока. Та часть проволоки, которая охлаждается до температуры меньше $T_{кр}$, становится как бы «сверхпроводящей». При этом разность электрических потенциалов на концах «сверхпроводящего»

участка проволоки неожиданно становится нулевой. Из этого факта почему-то делается вывод не о том, что ток прекращается, а что электросопротивление становится нулевым. Более того, утверждается, что если отключить источник постоянного тока, а концы участка «сверхпроводящей» проволоки быстро соединить (замкнуть), то ток «сверхпроводимости» в таком замкнутом контуре течет бесконечно долго. Это утверждение полностью соответствует ошибочной гипотезе о возможном создании вечного двигателя. Ошибочным основанием для такого умозаключения является то, что магнитное поле вблизи «сверхпроводящей» проволоки или контура неопределенно долго (бесконечно) остается неизменным. Однако повторим: наличие у «сверхпроводника» устойчивого и увеличенного магнитного поля не обязательно свидетельствует о существовании в нем «сверхтока» да еще и без сопротивления. Магнитное поле, как известно, может существовать и отдельно, независимо от электрического тока. Кроме того, отсутствие у «сверхпроводящего» материала электрического поля доказывает, что в нем нет тока (движения) электрически заряженных частиц. А что есть? Остается одно: есть *самоиндуцированная* сверхдиамагнитичность материала. Эксперименты показали, что при переходе материалов в так называемое «сверхпроводящее» состояние у них появляется сильное и метастабильное именно диамагнитное поле, т. е. сверхдиамагнитное поле.

В случае магнитостатики, когда на глубоко охлажденный (до $T < T_{кр}$) и не обязательно токопроводящий материал воздействуют постоянным магнитным полем от внешнего источника, будь то обычный ферромагнит или катушка соленоида с током, то в нем возникает тот же эффект не «сверхпроводимости», а сверхдиамагнитичиваемости. Отличие данного способа сверхдиамагнитивания состоит в источнике индуцирующего магнитного поля. В первом способе источник индуцирующего магнитного поля внутри самого токопроводящего материала, а во втором – он вне его, т. е. происходит индукция не тока, а диамагнитного поля от другого (внешнего) источника, что является *магнитной взаимодуцией*.

При исследовании сущности рассматриваемого природного явления необходимо различать магнитную индукцию изменяюще-

гося (непостоянного, переменного) электрического тока и магнитную индукцию намагничивания. Магнитная индукция намагничивания (стабильное намагничивание или такое же размагничивание) происходит при продолжительном взаимодействии стационарных (постоянных) магнитных полей, а индукция электрического тока состоит в возникновении потока электрической энергии под влиянием потока переменных электромагнитных полей от внешнего источника.

2. О НЕСОСТОЯТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ОБОСНОВАНИЯ ТЕОРИИ «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ»

Рассмотрим вопрос о научной достоверности объяснений и теорий возникновения и поддержания «сверхпроводимости» посредством электромагнитной индукции «сверхтоков».

Как уже отмечалось, при объяснении эффекта «сверхпроводимости» утверждается, что «сверхток» индуцируется (возбуждается) в «сверхпроводнике» обычным и, в частности, постоянным электрическим током или постоянным магнитным полем. При этом необоснованно делается ссылка на законы и формулы классической электродинамики Фарадея–Максвелла. Но во времена М. Фарадея и Д. Максвелла о существовании «сверхпроводимости» еще не знали, а законы их электродинамики относятся только к обычному электрическому току с сопротивлением. Для описания «сверхпроводимости» электрического тока, который без электрического поля и без сопротивления, классическая электродинамика не пригодна. Следовательно, теория «сверхпроводимости» не может основываться на законах электродинамики М. Фарадея и Д. Максвелла.

М. Фарадей еще в 1831 г. экспериментально доказал, что только переменный, импульсный (а не постоянный, как в случае со «сверхпроводниками») электрический ток возникает под влиянием *внешнего, переменного во времени* магнитного поля $H_{\text{вн}}$. Постоянный ток неподвижного проводника не индуцирует в соседнем проводнике электрического тока. В связи с этим М. Фарадей писал: «Была изготовлена составная катушка... однако независимо от того, как проходил ток от батареи..., гальванометром не удавалось обнаружить никакого действия на другую катушку» [4, с. 13].

По М. Фарадею: «Присущее электрическому напряжению свойство создавать вблизи себя противоположное электрическое состояние получило общее название индукции. ... Целый ряд действий, вызываемых индукцией электрических токов, был найден, как-то намагничивание. ... всякий электрический ток сопровождается магнитным действием соответствующей интенсивности, на-

правленным под прямым углом к току» [4, с. 11–12]. Здесь у М. Фарадея речь идет не об индукции тока, а о *магнитной* индукции, в частности, о намагничивании вследствие электрического тока.

Позднее Джеймс Максвелл, развивая идеи Михаила Фарадея по электродинамике, писал: «Когда проводник перемещается вблизи электрического тока или магнита или когда электрический ток или магнит перемещаются вблизи проводника, или изменят свою напряженность, то в проводнике возбуждается (наводится, индуцируется) электродвижущая сила, вызывающая электрическое напряжение, или ток, смотря по тому, разомкнут проводник или же замкнут. Подобный ток возникает только при *изменении* электрического или магнитного состояния тел, окружающих проводник, и никогда не наблюдается, пока это состояние остается неизменным» [5, с. 61].

Из вышеизложенного следует, что существует два вида индукции.

1. *Взаимная* электродинамическая индукция как результат электромагнитного взаимодействия двух (возможно, и нескольких) тел. Это воздействие одного тела на другое происходит через некоторое пространство между телами (дальнодействие) и поэтому является для них *внешним* взаимодействием, а такая индукция называется взаимной.

Д. Максвелл рассматривал несколько разновидностей взаимной индукции: взаимное действие изменяющихся токов двух проводников, индукцию одного тока другим, индукцию тока при относительном движении проводника с током и при относительном движении постоянного магнита по отношению к проводнику без тока, в котором индуцируется электрический ток. Во всех этих случаях возникает электродвижущая сила (\mathcal{E}) и, следовательно, электрический ток (I), а также появляются полевые силы притяжения или отталкивания проводников.

2. *Самоиндукция* – появление возбуждаемого магнитного поля в проводнике и вблизи его в связи с распространением по нему электрического поля (тока). Если ток в проводнике постоянный, то и его магнитное поле стационарно в пространстве и во времени, т. е. неизменно. Если ток в проводнике переменный, то и магнитное поле проводника переменное по величине и по направлению. Этот вид индук-

ции происходит по внутренней причине – от действия на материал проводника распространяющейся по нему электрической энергии, т. е. от прохождения по проводнику электрического тока. При самоиндукции причина (ток проводимости) и следствия (появление магнитного поля H) находятся *внутри* самого проводника. В этом принципиальное отличие магнитной самоиндукции проводника от электромагнитной взаимной индукции непостоянного электрического тока и его изменяющегося (вторичного) электромагнитного поля.

В соответствии с вышеизложенным следует помнить, что в результате взаимной индукции в проводнике возникает переменный электрический ток и соответствующее ему магнитное поле, а при самоиндукции в проводнике с током возникает постоянное или переменное магнитное поле. Электрический ток есть передача потенциальной энергии электрического поля от его источника к преобразователю и потребителю этой энергии. Иначе говоря, электрический ток – это такое движение электрического поля по проводнику, которое приводит к появлению соответствующего магнитного поля и возможного намагничивания проводника.

Заметим кстати, что если у проводника нет электрического поля, то, следовательно, по нему (или в нем) не течет электрический ток, как это наблюдается у материалов в «сверхпроводящем» состоянии.

В «Трактате об электричестве и магнетизме» (1873) – в основном и фундаментальном труде Д. Максвелла – связь электрического и магнитного полей проводника с током математически выражена в наиболее общем виде [5]. Впоследствии Дж. Томсон, Г. Герцен, О. Ховисайд и Х. Лоренц, развивая теоретические достижения Максвелла, пришли к тому, что в электрофизике (раздел электромагнетизма) была получена *система* формул в векторном выражении, представляющая соотношение электрического и магнитного полей в проводнике с электрическим током проводимости. Эти *теоретические* уравнения, математически выражающие наблюдения Фарадея, были названы «уравнениями полей», или «уравнениями Максвелла», хотя они не все получены им и имеют несколько различных написаний. Такая система «уравнений Максвелла» в векторном представлении, претерпевшая несколько преобразований, утвердилась в науке в следующем, наиболее распространенном виде [6, с. 423]:

Векторные соотношения:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{4\pi}{c} \bar{j}_{\text{пр}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{B} = \mu \bar{j}_{\text{пр}} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = 4\pi\rho, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0; \quad (5)$$

скалярные соотношения (дополнительные уравнения):

$$D = \varepsilon E, \quad B = \mu H, \quad j_{\text{пр}} = \sigma E,$$

где \bar{H} – вектор внешнего магнитного поля;
 \bar{D} – электрическая индукция;
 \bar{B} – вектор магнитной индукции (у проводников $B \approx H$);
 \bar{E} – вектор электрической напряженности;
 $\bar{j}_{\text{пр}}$ – вектор плотности электрического тока проводимости;
 ρ – плотность электрических зарядов;
 μ – магнитная проницаемость среды;
 ε – диэлектрическая проницаемость среды;
 t – время;
 c – скорость света;
 σ – электропроводимость.

Известно, что каждое векторное уравнение Максвелла внутренне содержит в себе три скалярных уравнения (для каждой из пространственных осей координат) со своими неизвестными функциями векторов \bar{E} , \bar{B} , \bar{D} и \bar{H} . Поэтому уравнения Максвелла являются неопределенными и недостаточными для определения количественных значений установившихся электрических и магнитных полей в токопроводящем веществе. Общеизвестно также, что система векторных уравнений Максвелла является непол-

ной. Для того чтобы произвести вычисления полей проводника с током, в систему уравнений Максвелла включают соответствующие *скалярные соотношения* величин D , j и E , а также H и B , что делает уравнения Максвелла описываемыми *стационарное* электромагнитное состояние токопроводящего вещества, т. е. описываемыми не строго статическое (неподвижное), а состояние с постоянными потоками полей, индуцируемых электрической энергией стабильно переносимой по проводнику.

Практическими («материальными») формулами для расчета параметров полей проводника с током, т. е. конкретизирующими уравнения Максвелла, являются следующие:

$$D = \varepsilon E, \quad B = \mu H, \quad j_{\text{пр}} = \sigma E, \quad f_{\text{мех}} = \rho E = \frac{1}{c} j_{\text{пр}} \cdot B.$$

Так как в формулах (1) и (2) системы уравнений Максвелла электрический ток проводимости $\bar{j}_{\text{пр}}$ не зависит от времени, т. е. является величиной постоянной, то, следовательно, поля H , D , E и B тоже должны быть величинами постоянными. Поэтому уравнения Максвелла не являются правильными и не могут считаться математическим описанием соотношений полей у проводника со стабильным, в том числе и с постоянным электрическим током. Тем более эти уравнения не имеют отношения к «сверхтоку сверхпроводимости» с $j_{\text{пр}} = \infty$, так как его сопротивление считается равным нулю. Уравнения Максвелла не содержат показателя проводимости или электросопротивления. Это свидетельствует, что в теории Максвелла не рассматривается проблема электросопротивления, и поэтому она не может иметь отношения к «сверхпроводимости». С другой стороны, отсутствие показателя электросопротивления в уравнениях Максвелла является их существенным недостатком, тогда как электросопротивление обусловлено самоиндукцией диэлектрического и диамагнитного полей, направленных против электромагнитного поля источника электрического тока в проводнике. Эти самоиндуцированные диэлектрическое и диамагнитное поля в проводнике с током были названы М. Фарадеем и позднее Д. Максвеллом «током смещения» и обозначены $j_{\text{см}}$. А по существу это как бы противоток, создающий электросопротивление току проводимости. Поэтому плотность тока проводимости $j_{\text{пр}}$ есть раз-

ность (а не сумма $j_{\text{общ}} = j_{\text{пр}} + j_{\text{см}}$, как часто утверждается) между максимально возможным током $j_{\text{возм}}$ (как при коротком замыкании) и гипотетическим «током смещения» в проводнике, т. е.

$$j_{\text{пр}} = j_{\text{возм}} - j_{\text{см}},$$

где «ток смещения» равен [7, с. 228]:

$$j_{\text{см}} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t}.$$

Заметим кстати, что приведенные выше векторные уравнения Максвелла не являются безупречно правильными. Правильность физических равенств первоначально проверяется по совпадению размерностей величин, находящихся в уравнении слева и справа от знака равенства.

Очевидно, что единицы измерений сопоставляемых величин в системе уравнений Максвелла не удовлетворяют требованию их соответствия, так как в части формул приравниваются разные по физической природе (различные по смыслу) характеристики свойств. Так, например, в первых двух уравнениях Максвелла складываются величины электрических и магнитных полей, измеряемых в гауссах (гс), с электрическим током, измеряемым в амперах (а), что недопустимо. Но в физике часто используют формалистически обобщенные не законы, а *описания* и «обтекания» трудностей при помощи математических средств. Этот прием использовал и Максвелл. По указанной причине в формулах Максвелла следует ставить не знак равенства, а знак \subset «влечет за собой» или знак \sim «эквивалентно», «подобно».

Следовательно, уравнения Максвелла и другие видоизмененные записи его уравнений в символах векторной алгебры не вполне адекватны истинной природе индукции полей. Придерживаясь принципа одинаковости (совпадения) размерностей равных компонент любого уравнения, легко убедиться в том, что все основные уравнения современной теории «сверхпроводимости» также не удовлетворяют этому обязательному физико-математическому требованию, а такая «теория» не может быть правильной.

Рассмотрение системы уравнений Максвелла на их удовлетворение формальному критерию соответствия размерностей по-

зволяет утверждать, что этими формулами векторного математического анализа только *качественно*, а не строго количественно и не точно, описывается физическая природа индукции электрического и магнитного полей в проводнике с электрическим током.

Анализ вышеприведенных уравнений Максвелла показывает, что они отражают взаимосвязь кинематических электрического и магнитного полей в проводнике со стационарным, переменным или постоянным током. Эти уравнения для полей разделяются на две группы: формулы (1), (2) и (4) выражают поля через их источники – электрические заряды и токи (ток проводимости и ток смещения), а формулы (3) и (5) источников тока не содержат и показывают связь между E и B , т. е. связь вне зависимости от свойств их источников.

В книге [8, с. 46] уравнения Максвелла преобразованы к следующему виду:

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \text{ (скалярное умножение),} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot E = -\frac{\partial B}{\partial t} \text{ (векторное умножение),} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \text{ (скалярное умножение),} \quad (8)$$

$$c^2 \nabla \cdot B = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{j}{\varepsilon_0} \text{ (векторное умножение),} \quad (9)$$

где ρ – плотность электрического заряда;

j – плотность электрического тока;

∇ – оператор набла.

Так как ρ и j – постоянные величины во времени, то данные уравнения преобразуются и разделяются на две группы:

– уравнения электростатики

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

$$\nabla \cdot E = 0;$$

– уравнения магнитостатики

$$\nabla \cdot B = \frac{j}{\varepsilon_0 c^2},$$

$$\nabla \cdot B = 0.$$

Видно, что система уравнений Максвелла разделена на две части так, что электрическое поле E есть только в первой паре уравнений, а во второй – магнитное поле B . Между собой E и B не связаны, а это означает, что при постоянстве зарядов и тока явления электричества и магнетизма разные, так как нет зависимости полей E и B друг от друга. Этой зависимости нет до тех пор, пока нет *изменения* в зарядах или токах, или пока вблизи проводника не начнет двигаться магнит с магнитным полем $H_{\text{вн}}$. Из этого следует, что наличие постоянного магнитного поля B вокруг проводника не свидетельствует о нахождении в нем электрического тока. Можно утверждать, что только если у проводника одновременно есть постоянные B и E , то по проводнику течет постоянный ток [6, с. 423–424].

Следовательно, в уравнениях Максвелла есть только электрический ток проводимости и характеристики его полей.

Попытки применения уравнений Максвелла для описания «сверхпроводимости» в замкнутом контуре (например, в кольце) показывают, что, так как в экспериментах со «сверхпроводимостью» внешнее магнитное поле $H_{\text{вн}}$ не изменяется во времени t , то при $H_{\text{вн}} = \text{const}$ внутри кольцеобразного проводника $\text{rot } B = 0$. При этом $\text{rot } E = 0$, т. е. переменная электрическая напряженность в проводнике не возникает и, следовательно, тока *взаимоиндукции* не бывает. Отсутствие электрического тока проводимости *внутри* «сверхпроводника» не означает, что *постоянный* суперток в «сверхпроводнике» все-таки есть, но он почему-то из объемного становится *приповерхностным*.

Итак, очевидно, что законы электродинамики не применимы к постоянным электрическим токам, постоянным магнитным и электрическим полям, как в случае со «сверхпроводимостью». Однако в литературе утверждается, что так называемая «сверхпро-

водимость» все же возникает (индуцируется) в условиях действия постоянного во времени и по величине электрического тока или постоянного магнитного поля. Но ведь это тот «случай, когда от времени ничего не зависит ... В таких условиях в уравнениях Максвелла все члены, являющиеся производными по времени, обращаются в нуль» [8, с. 68]. Приведенная цитата из классического труда «Фейнмановские лекции по физике» еще раз подтверждает, что теория электродинамики Максвелла не имеет отношения и не может быть основанием для теории «сверхпроводимости». А это означает ошибочность современной теории «сверхпроводимости», основанной на максвелловской электродинамической взаимоиндукции электрического тока, электрического и магнитного полей.

Далее. Известно, что у проводника с электрическим током всегда есть электрическое и магнитное поля (суммарное электромагнитное поле). Но еще «Камерлинг-Оннес установил, что в перешедшем в сверхпроводящее состояние образце – элементе электрической цепи с источником постоянной ЭДС, электрическое поле отсутствует» [2, с. 11]. Факт отсутствия электрического поля E у образца, предполагаемого «сверхпроводящим электрический ток», легко установить. А если действительно, что в «сверхпроводящем» образце $E = 0$, т. е. если в нем «не возникает поле электрическое, не возникает и ток – даже в образце с нулевым удельным сопротивлением» [9, с. 275]. Это так. Следовательно, переход материала образца в «сверхпроводящее» состояние с $E = 0$ делает его нетокопроводящим (изолятором), так как электрический ток есть следствие наличия электрического потенциала и перепада (разности) напряженности (потенциала) электрического поля ($\Delta E > 0$).

Однако вопреки фактам во всех феноменологических теориях «сверхпроводимости» (братьев Ф. и Г. Лондонов, В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау, а также Дж. Бардина, Л. Купера и Дж. Шриффера и других авторов) рассматриваются не временные, а только пространственные (вне проводника) характеристики и их взаимосвязи, что не соответствует законам максвелловской электродинамической индукции токов. Поэтому в результате указанной фальсификации современные теории так называемой «сверхпроводимости» не верны, что подтверждается их неспособностью давать количественные решения и рекомендации практического характера.

Кроме того, произвольно составляемые математические формулы (по существу математические модели) конкретных свойств и показателей «сверхпроводимости» электрического тока обычно не проясняют, а только искажают представления о свойствах и их параметрических характеристиках.

Приведем наглядный пример. Уже в первой и основополагающей «теории сверхпроводимости» братьев Ф. и Г. Лондонов (1935), постулируется [9] первое их (исходное) уравнение для плотности тока «сверхпроводимости» в виде

$$\text{rot } \vec{j}(\vec{r}) = -\frac{\vec{H}(\vec{r})}{\lambda^2},$$

где \vec{H} – вектор напряженности магнитного поля внутри «сверхпроводящего» образца;

λ – глубина проникновения магнитного поля и электрического тока от поверхности «сверхпроводника»;

\vec{r} – радиус-вектор точки образца относительно выбранной системы координат.

Второе уравнение Лондонов для магнитного поля в «сверхпроводнике» таково:

$$H + \lambda \text{ rot rot } H = 0.$$

Приняв условия квантовой механики, Лондоны получили такую формулу для плотности тока «сверхпроводимости» в образце, находящемся в постоянном магнитном поле [9, с. 98]:

$$\vec{J}(\vec{r}) = i \cdot \frac{q \cdot \hbar}{2m} \cdot \left(\Psi_{\vec{A}}(\vec{r}) \cdot \nabla \tilde{\Psi}_{\vec{A}}(\vec{r}) - \tilde{\Psi}_{\vec{A}}(\vec{r}) \cdot \nabla \Psi_{\vec{A}}(\vec{r}) \right) - \frac{q^2 \cdot \mu_0}{m} \cdot |\Psi_{\vec{A}}(\vec{r})|^2 \cdot \vec{A}(\vec{r}),$$

где $\Psi_{\vec{A}}(\vec{r})$ – функция, описывающая стационарное состояние коллектива электронов и зависящая не только от координаты r но и от A – вектор-потенциала магнитного поля;

$\tilde{\Psi}_{\vec{A}}$ – комплексно сопряженная функция;

\hbar – постоянная Планка;
 i – мнимая единица;
 q – заряд электрона;
 m – инертная масса электрона;
 μ_0 – магнитная проницаемость материала;
 ∇ – оператор набл.

Функции $\Psi_{\vec{A}}(\vec{r})$ и $\Psi_{\vec{A}}(\vec{r})$ имеют свои не простые формулы.

Спрашивается, анализируя приведенную формулу Лондонов, возможно ли понять, что такое плотность «сверхтекучего» электрического тока, и рассчитать его числовое значение, определить размерность тока $\vec{J}(\vec{r})$ и оценить достоверность (безошибочность) получения этого сложного уравнения? Без ответов на эти вопросы формула Лондонов и аналогичные формулы других авторов не могут считаться правильными. Заметим кстати, что, к сожалению, все существующие «теории сверхпроводимости» описывают рассматриваемое явление подобными формулами, составленными без учета необходимой совместимости физических компонентов, без должностного обоснования необходимости введения их в формулу и математических операций с ними, поэтому они не имеют реального физического смысла. Не случайно поэтому в отношении теории и уравнений Лондонов В. Л. Гинзбург писал: «Уравнения Лондонов не справедливы и в условиях нелокальной связи тока с полем»; «Теория Лондонов приводит к неверным результатам при рассмотрении разрушения сверхпроводимости тонких пленок и при выполнении поверхностной энергии на границе между сверхпроводящей и нормальной фазами»; «Теория Лондонов непригодна в сильных полях H , сравнимых с H_c » и т. д. [1].

Фактически все последующие теории «сверхпроводимости» приемственны. Они только уточняют и развивают ошибочную теорию Лондонов. Следовательно, современная обобщенная теория «сверхпроводимости» содержит все те же принципиальные ошибки, противоречия, несоответствия экспериментам, т. е. не является истинной даже в первом приближении к физической реальности.

С другой стороны, все известные теории «сверхпроводимости», обычно основанные на *взаимоиндукции* соответствующих сверхтоков и полей, относятся только к случаю опытов с замкнутыми кольцами, в которых если даже при допущении гипотетичес-

кой индукции тока с очевидно одинаковым электрическим потенциалом (напряжением) во всем кольце, то току течь некуда, так как там нет перепада напряжения (давления), т. е. нет разницы электрического потенциала ΔE . Опыты с прямым пропусканием электрического тока остаются вне рассмотрения «теоретической физикой сверхпроводимости». Нет приемлемой теории «сверхпроводимости» керамических материалов (диэлектриков). Туманно объясняются «сверхпроводниковые» туннельные эффекты в магнитных контактах Джозефсона. Нет ясности, почему обычно всепроникающее магнитное поле до наступления критической температуры легко заполняет весь объем тела, а при дальнейшем понижении температуры вдруг выталкивается из него, и при этом тело становится диамагнитным, и, следовательно, ток должен изменять свое направление. Почему собственно одиночные свободные электроны движутся в проводнике с сопротивлением, а в случае наступления диамагнитного («сверхпроводимого», как считается) состояния вещества, его все еще свободные, но спаренные электроны моментально начинают двигаться в обратном направлении и без сопротивления?

Объяснения всех перечисленных выше и других кажущихся эффектов «сверхпроводимости» электрон-фононным взаимодействием спаренных электронов с атомами вещества неубедительны, ибо, во-первых, одиночные свободные электроны, очевидно, также взаимодействуют с атомами и у них тоже есть свое электрон-фононное взаимодействие, которое *создает* сопротивление движению; во-вторых, как это такое же взаимодействие спаренных электронов дает обратный магнитный эффект и уничтожает электросопротивление? В-третьих, считается, что у «сверхпроводников»-диэлектриков свободных электронов нет, спариваться вроде бы нечему, а «сверхпроводимость» существует. Наконец, фононы – это что-то нематериальное, в отличие от электронов и атомов (ионов), а введены они в феноменологическую теорию «сверхпроводимости» для заполнения неизвестности. Подобных вопросов и противоречий в теории «сверхпроводимости» много, поэтому актуально и необходимо создать новую альтернативную, адекватную результатам экспериментов и непротиворечивую теорию уже «застарелого» (скоро 100 лет со дня открытия) явления, опубликованного

Оннесом в 1911 г. Автор данной и других работ [3]; [10]; [11]; [12]; [13], начиная с 1970 г. предлагает нетрадиционное представление, микроскопическую модель и основы магнитостатической теории рассматриваемого явления природы, ошибочно называемого сверхпроводимостью.

Опытами К. Мейсснера, А. К. Аркадьева и других установлено, что, во-первых, намагничивание веществ при закритически низких температурах происходит сильнее внешнего намагничивающего постоянного поля. Поэтому такое сверхсильное намагничивание (сверхсильное по сравнению с силой намагничивающего поля) мы называем сверхмагнетизмом. Во-вторых, было определено, что наведенное в теле сверхмагнитное поле всегда противоположно направлено по отношению к действующему на переохлажденное тело магнитному полю. Следовательно, вещества при низких криогенных температурах становятся *сверхдиамагнетиками*.

Переход обычно немагнитных веществ (например, свинца в опытах Оннеса, меди в известном эксперименте А. К. Аркадьева и различных керамических материалов), а также ферромагнетиков, парамагнетиков и слабых диамагнетиков в сверхдиамагнитное состояние есть по существу результат их фазового изменения третьего рода.

Доказательства кратко изложенных выше утверждений автора о том, что сверхпроводимости электричества не существует, а есть сверхдианамагничивание веществ, приведены в уже упоминавшихся публикациях [3]; [10]; [11]; [12]; [13].

3. ПРИЧИНА СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЛ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМУ ТОКУ В ИХ САМОИНДУКЦИИ ПРОТИВОПОЛОЖНО НАПРАВЛЕННОГО ДИАМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Немного ранее автором утверждалось, что электросопротивление (R) обусловлено самоиндукцией (D), т. е. возникновением внутри токопроводящего тела контрэлектрического ($-E$) и диамагнитного ($-B$) полей индукции, направленных против электрического (E) и магнитного (H) полей, присущих току проводимости электрической энергии ($J_{\text{пр}}$). Это научное положение основано на результатах экспериментов и на фундаментальной теории электричества Фарадея–Максвелла.

В основополагающем для теории электричества труде М. Фарадея «Экспериментальные исследования по электричеству» находим следующие суждения о природе электросопротивления: «Невозможно провести грань между явлениями изоляции и обыкновенной проводимости, если мы хотим заглянуть в самую их природу, т. е. в тот общий закон или законы, которыми определяется происхождение этих явлений... Сопротивление металлических проводов прохождению сквозь них электричества можно рассматривать как *свойство изоляции*. ... Но различные тела обладают этой способностью *в большей или меньшей степени*, что и делает их лучшими или худшими проводниками, худшими или лучшими изоляторами; по своей природе и действию *индукция* (изоляция – В. Ф.) и *проводимость*, по-видимому, одинаковы.

Из многочисленных общеизвестных примеров, доказывающих существование сопротивления в так называемых совершенных проводниках... Опыты были произведены в таком виде, чтобы доказать, что даже в случае металлов в условиях проводимости входит как элемент *время*. Когда разряд производился через медный провод ... и притом таким образом, что можно было наблюдать ... яркие искры на каждом из концов провода и его середине, то последняя заметно отставала во времени от первых двух, которые по условиям опыта были одновременными. Вот доказательство запаздывания. ... Запаздывание обозначает изоляцию, а изоляция – индукцию» [4, с. 552–554].

Далее читаем: «Что же ... отделяет друг от друга сущность двух крайностей – совершенной проводимости и совершенной изоляции?». М. Фарадей так ответил на им же поставленный вопрос: «В природе мы не имеем совершенства ни в том, ни в другом конце, ни в смысле проводимости, ни в смысле изоляции». Из этого утверждения М. Фарадея следует, что в природе не может быть «сверхпроводимости» с нулевым электросопротивлением, т. е. без какой-либо по величине изоляции.

И еще: «...Первоначальное действие наэлектризованного тела на соседние тела заключается в приведении их частиц в поляризованное состояние, которое составляет изоляцию. ...Если индукция не ослабевает, то следствием является совершенная изоляция. ...Можно сказать, что изолятором являются те вещества, частицы которых могут удерживаться в поляризованном состоянии, а проводниками – те, частицы которых не могут оставаться устойчиво поляризованными» [4, с. 560–561].

Приведенные цитаты убеждают, что по данным Фарадея, природа изоляции, т. е. электросопротивления, состоит в самоиндукционной поляризации частиц материи, действие которых направлено против приложенного электрического поля и движения (тока) электрической энергии.

Поляризация материалов для электрического тока является важнейшим фактором. Считается, что поляризацию осуществляют диполи при их направленной структуризации под влиянием электрического и/или магнитного полей. При этом утверждается, что существуют в телах, соответственно, электрические и магнитные диполи.

Электрическим диполем называется система двух одинаковых по величине разноименных элементарных зарядов $+q$ и $-q$, расстояние между которыми не велико и постоянно. Заметим кстати, что существование такого диполя невозможно, так как разноименные заряды притягиваются и их общий заряд $q_{1,2} = 0$.

Магнитный диполь представляется как элементарный заряд $+q$ или $-q$ движущийся по замкнутой (круговой) орбите [7, с. 28, 171]. Но и такой «диполь», как и электрический диполь, не может существовать самостоятельно, т. е. без того, что удерживает заряженную частицу на устойчивой, например, круговой орбите.

Простейшей устойчивой дипольной системой может быть только та, у которой между двумя отрицательно заряженными частицами есть частица с двумя положительными зарядами. Расстояние между частицами микроскопическое. При этом орбиты более легких, имеющих отрицательные заряды, частиц электронов должны быть замкнутыми (круговыми или эллиптическими), находиться на одной оси и смещены относительно центральной положительно заряженной частицы (ядра). Эквивалентом структуры простейшего электромагнитного диполя является непланетарная модель атома гелия.

Диполи не существуют самостоятельно, т. е. отдельно от их атомов вещества. Они являются структурными элементами (компонентами) любого атома. Очевидно поэтому, что у сложного атома диполей, по меньшей мере столько, сколько пар электронов на внешнем электронном уровне, не задействованных на связи с другими атомами тела.

Если такие электромагнитные диполи атомов тела расположены беспорядочно, то они создают его общее нейтральное состояние. Под влиянием внешней (постоянной или переменной) электромеханической силы (ЭМС) электроны и, следовательно, диполи активизируются, возбуждаются, создается, по выражению М. Фарадея, «электротоническое состояние», т. е. электрическое поле внутри и вне тела. Впоследствии при распространении, передачи энергии электрического поля по проводнику в нем, естественно, присутствует электрическое поле E и сопутствующее его движению, т. е. току $I = \sigma E$, магнитное поле H , а также противоположное электрической индукции D с его диамагнитным (противоположно направленным по отношению к H) полем B . Это следует из теории Фарадея–Максвелла и подтверждено практикой. Следовательно, сопротивление электрическому току создают поля D и B . Но как это может происходить?

Из теории электромагнетизма известно, что поляризация диполей той или иной направленности, т. е. направление поляризации парамагнетиков и ферромагнетиков, а также диамагнетиков и сверхдиамагнетиков, обусловлено в основном не орбитальными магнитными P и механическими силовыми моментами L , а их собственными, т. е. спиновыми магнитными P_s и механическими M_s моментами, для которых определено соотношение

$$\frac{P_s}{M_s} = -\frac{e}{mc},$$

где e – заряд электрона;
 m – масса электрона;
 c – скорость света.

У электрона спиновый механический момент равен

$$M_s = \frac{1}{2}\hbar,$$

где \hbar – постоянная Планка, квант энергии: $\hbar = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг/с.

Собственный, спиновый магнитный момент электрона в атоме равен

$$P_s = -\frac{e}{mc}M_s = -\frac{e}{mc} \cdot \frac{\hbar}{2} = -\frac{e\hbar}{2mc},$$

и его называют магнетон Бора [7].

Величина $P_s \approx 0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Гл $\approx 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/гс.

Соотношение орбитального магнитного P и орбитального механического L моментов электрона есть величина постоянная и равна

$$\frac{P}{L} = \frac{evr}{2cmvr} = \frac{e}{2mc},$$

где v – скорость электрона на орбите;
 r – радиус орбиты.

Это соотношение в два раза меньше соотношения спиновых моментов. Из этого следует, что магнитные свойства веществ действительно предопределяются в основном спиновыми моментами электронов.

Напряженность собственного магнитного поля H_0 (без наложения внешнего поля H) на оси орбиты электрона равна

$$H_0 = \frac{2P_s}{r^3}.$$

Под действием H возрастает спиновое (собственное) вращательное движение электрона, что увеличивает спиновые магнитный и механический моменты, всегда направленные против действия магнитного поля H . Следовательно,

$$\Delta P_s = -\frac{e\Delta\hbar}{2mc} = -\frac{e}{2mc}\Delta M_s,$$

где $\Delta\hbar$ – приращение энергии вращения электрона.

Так как по условиям квантовой механики энергия микрочастиц, к числу которых относится электрон, может изменяться только порциями равными \hbar , т. е. кратно в 2, 3, 4 и более раза, то реальный спиновый момент электрона всегда намного больше P_s – магнитона Бора.

Очевидно, что суммарный спиновый магнитный момент электрона в поле H , направленный против вектора H , есть

$$P_{s\Sigma} = P_s + \Delta P_s,$$

а напряженность спинового диамагнитного поля B (противополя) любого тела в поле H равна

$$B = B_0 + \Delta B = -\chi H,$$

где χ – диамагнитная восприимчивость;

B_0 – часть собственного диамагнитного поля поляризованных электронных диполей атомов тела;

ΔB – дополнительно индуцированное спиновое диамагнитное поле.

Одновременно с изменением спиновых моментов электрона в магнитном поле H увеличивается скорость v и частота орбитального вращения электрона ω .

Считается, что

$$\Delta\omega = \frac{e}{2mc} H \lambda \Delta P.$$

Определено также [14], что формула для численного значения ΔP такова:

$$\Delta P = \frac{er^2}{2c} \Delta\omega = \frac{e^2 r^2}{4mc} H.$$

В данном случае DP и собственный орбитальный магнитный момент P_0 поляризованного электрона совпадают по направлению с полем H . Поэтому суммарный орбитальный магнитный момент электрона в поле H есть

$$P = P_0 + \Delta P.$$

При этом, переходя к напряженности магнитного поля, создаваемого орбитальным движением n -го числа поляризованных в теле электронных диполей, можно считать, что его величина H' такова:

$$H' = \sum_i^n (H_{oi} + \Delta H_{oi}).$$

В итоге получаем, что намагниченность тела (M) в поле H определяется векторной разницей напряженностей его орбитальной H' и спиновой (B) составляющей. Следовательно,

$$\bar{M} = \bar{H}' - \bar{B} = \pm |H' - B|.$$

Если $H' > B$, то это парамагнетик; если $H' \gg B$, то это ферромагнетик; при $H' < B$ – диамагнетик, а при $H' \ll B$ это характеризует сверхдиамагнитность тела и его неспособность передавать (проводить) электрический ток с магнитным полем H . Эту же закономерность записывают и так: вещества с положительной магнитной восприимчивостью $\chi > 0$ есть парамагнетики и ферромагнетики, а вещества с отрицательной (в смысле противоположно направленной) магнитной восприимчивостью $\chi < 0$, – диамагнетики (полупроводники и слабые диэлектрики) и, добавим, сверхдиамагнетики (изоляторы).

Следует отметить, что при обычной магнитной (прямой) и при диамагнитной (противоположной полю H) поляризации диполей и, следовательно, намагничивании тел, приращение суммарного магнитного поля, в частности, ферромагнетика и сверхдиамагнетика происходит за счет так называемого *обменного* взаимодействия диполей соседних атомов, которые *заставляют* большее число диполей выстраиваться параллельно друг другу [7, с. 179]. Поэтому не случайно максимальная (насыщенная) намагниченность ферромагнетиков и сверхдиамагнетиков соответственно больше и намного больше намагничивающего поля H .

Из вышеизложенного взаимодействия внутренних (собственных) полей тела, находящегося во внешнем магнитном поле H от любого по происхождению источника, следует, что течению электрической энергии (электрическому току $J_{\text{пр}} = \sigma E$ с его магнитным полем H) противодействует индуцируемое в любом теле диамагнитное поле B . Следовательно, проводимость σ и электросопротивление R (или ρ) есть диамагнитная реакция вещества на внешнее магнитное поле H .

В случае сверхдиамагнитности тела (при низких температурах) диамагнитное поле $B \gg H$, электросопротивление $R \rightarrow \infty$, при этом сверхдиамагнитный, а не «сверхпроводящий» материал становится сильным диэлектриком (изолятором), что подтверждается результатом анализа научных данных, получаемых при соответствующих экспериментах.

Для более полного представления процесса намагничивания тела от внешнего поля H необходимо учесть спонтанную поляризацию диполей вещества и увеличение не только диамагнитного поля самоиндукции (при $B > H$), но и первичного магнитного поля тела (при $B < H$).

Под действием стороннего магнитного поля H (в составе электрического тока или самостоятельного) в материале возникают два противоположно направленных внутренних (собственных) магнитных поля:

1) H – внутреннее поле, соответствующее и примерно равное полю H ;

2) B – магнитное поле индукции как реакция тела против поля H .

Если в теле (в проводнике с электрическим током или без него) преобладает поле H' , то оно вызывает некоторое дополнительное поле $\Delta H'$ от спонтанной поляризации большего числа диполей в направлении и под влиянием собственного поля H' . Это происходит если $H' > B$. В другом случае, когда $B > H'$, в теле индуцируется дополнительная напряженность поля ΔB , однонаправленного с полем B .

Следовательно, общее магнитное поле M , при $H' > B$, можно записать в виде

$$M_1 = (H' + \Delta H') - B,$$

а при условии $B > H'$

$$M_2 = -[H' - (B + \Delta B)].$$

Выражение M_1 для ферромагнетиков и парамагнетиков, а M_2 – для диамагнетиков и сверхдиамагнетиков.

Сумму $H' + \Delta H'$ обозначим буквой \mathcal{H} , а $B + \Delta B$ буквой \mathcal{B} . Тогда

$$M_1 = \mathcal{H} - B, \text{ а } M_2 = -(\mathcal{B} - H).$$

По намагничиваемости все вещественные тела можно разделить на следующие четыре группы.

1. Вещества, у которых поле B намного меньше поля \mathcal{H} называются **ферромагнетиками**, а по существу они сверхпарамагнетики с общим магнитным полем

$$M_\phi = \mathcal{H} - \mathcal{B}.$$

2. Вещества, у которых индукция собственного магнитного поля B велика, но меньше \mathcal{H} , называются **парамагнетиками**. Их магнитное поле

$$M_\Pi = \mathcal{H} - B \text{ и } M_\Pi \ll M_\phi.$$

3. Вещества, у которых индукция собственного магнитного поля $\mathcal{B} = B + \Delta B$ велика, но немного больше H , называются **диамагнетиками**. Суммарное магнитное поле в таком случае таково:

$$M_\Delta = -(\mathcal{B} - H).$$

4. Вещества, у которых индукция собственного магнитного поля \mathcal{B} намного больше поля H , а намагничивание осуществлено при критически низкой температуре, – **сверхдиамагнетик** с общим магнитным полем

$$M_C = -(\mathcal{B} - H) \text{ и } M_C \gg \gg M_\Delta.$$

Магнитные свойства веществ взаимосвязаны с их электрическими свойствами. Ниже приведены усредненные показатели некоторых свойств магнетиков, в частности, магнитной восприимчивости χ , магнитной проницаемости μ и удельного электросопротивления ρ .

- Ферромагнетики: $\chi > 0$, $\mu > 1$, $\rho = 10^{-6}-10^{-8}$ ом·м;
- парамагнетики: $\chi > 0$, $\mu \geq 1$, $\rho = 10^{-5}-10^8$ ом·м;
- диамагнетики: $-\chi > 0$, $\mu \leq 1$, $\rho = 10^8-10^{13}$ ом·м;
- сверхдиамагнетики: $-\chi > 0$, $\mu < 1$, $\rho > 10^{20}$ ом·м.

В итоге показатели намагничиваемости, магнитной восприимчивости, магнитной проницаемости и электросопротивления различных типов веществ можно сопоставить и получаем:

$$M_{\Phi} \gg M_{\Pi}, \text{ а } -M_{\text{д}} \lll -M_{\text{с}},$$

$$\rho_{\Phi} \ll \rho_{\Pi}, \text{ а } \rho_{\text{д}} \lll \rho_{\text{с}},$$

$$\mu_{\Phi} > \mu_{\Pi}, \text{ а } \mu_{\text{д}} < \mu_{\text{с}}.$$

Из этого сопоставления показателей свойств видно, что, во-первых, они действительно взаимосвязаны, и, во-вторых, так как M регламентируется магнитной индукцией противопололя B или \mathcal{B} , то, следовательно, все магнитные и электрические свойства, в частности проводника с током, есть результат суперпозиции (наложения) магнитного поля H или \mathcal{H} и диамагнитного поля самоиндукции B или \mathcal{B} . В этом физическая природа сопротивления тел распространению по ним как электрического тока (электромагнитной энергии), так и магнитного потока Φ .

Если при пропускании электрического тока $B < \mathcal{H}$, то тело является электропроводником, а если $\mathcal{B} \geq H$, то такое тело есть диэлектрик (изолятор).

4. ОСНОВЫ ТЕОРИИ СВЕРХДИАНАМАГНИЧИВАЕМОСТИ ВЕЩЕСТВ

В данной работе автором опять предлагается взамен теории «сверхпроводимости» элементарная теория сверхдианамагничиваемости веществ в условиях низких температур.

Очевидно, что механические моменты сил, возникающие у электронов, движущихся по своим круговым орбитам, уравниваются электрической силой взаимодействия электрона с ядром атома. Источниками магнитных силовых моментов у электронов являются их орбитальные и спиновые движения. Движение электрона в атоме – это не только вращение его вокруг своего центра массы (спин), но и спиралеобразное движение вдоль его орбиты. Это сложное движение электрона в атоме, кроме поступательного, имеет две степени свободы вращательного движения, например, слева направо или справа налево. Поэтому магнитное спиновое число $n = \pm 1/2$. Из физической теории атома известно, что спиновый механический момент электрона в квантовых единицах измерения равен [14]; [15]

$$L_{m \text{ спин}} = n \frac{h}{2\pi} = \pm \frac{h}{4\pi},$$

а спиновый магнитный момент:

$$P_{m \text{ спин}} = n \frac{eh}{2\pi mc} = \pm \frac{eh}{4\pi mc}.$$

Значение $P_{m \text{ спин}}$ малó, и поэтому внешнее магнитное поле H легко может изменять его знак, т. е. направление спина и, следовательно, направлением, создаваемого спиновым движением электрона, магнитного поля H_0 . Этим объясняется, например, хорошая перемагничиваемость ферромагнетиков в переменном магнитном поле H . Если у спаренных протоэкононовских электронов [13] внешнего внутриатомного уровня разные по знаку спины, то такое вещество, в обычных условиях температур и внешних магнитных полей, не магнитно, так как противоположно направленные маг-

нитные поля электронов H_0 компенсируют друг друга и поэтому такие взаимосвязанные пары электронов не реагируют на внешнее поле H .

Достаточно обоснованно считается, что вне действия внешнего магнитного поля H , магнитный орбитальный момент электрона $P_{m \text{ орб}}$ и его спиновый магнитный момент $P_{m \text{ спин}}$ равны, т. е.

$$P_{m \text{ орб}} = P_{m \text{ спин}} = \frac{eh}{4\pi mc}.$$

Под влиянием внешнего магнитного поля H индуцируется дополнительный орбитальный ток, ускоряется орбитальное движение электрона и возникает наведенный орбитальный магнитный момент $\Delta P_{m \text{ орб}}$, равный

$$\Delta P_{m \text{ орб}} = -\Delta\omega \frac{er^2}{2c} = -\frac{e^2 r^2}{4mc} H, \quad (14)$$

где приращение орбитальной угловой скорости вращения электрона $\Delta\omega$ зависит от H .

Вероятно, что вид магнетизма и величина магнитной восприимчивости χ и, следовательно, намагничиваемость, зависят от соотношения электронных орбитальных и спиновых магнитных полей и их силовых магнитных моментов при воздействии на вещество внешним магнитным полем. В связи с этим можно сформулировать следующее.

1. Если $\Delta P_{m \text{ орб}} \ll P_{m \text{ спин}} = P_{m \text{ орб}}$, то это, при нормальных температурных условиях, является критерием ферромагнетизма.

2. Если $\Delta P_{m \text{ орб}} < P_{m \text{ спин}} = P_{m \text{ орб}}$, то тело является парамагнетиком.

3. При условии, когда $\Delta P_{m \text{ орб}} > P_{m \text{ спин}} = P_{m \text{ орб}}$, в теле происходит смена положительного знака магнитного спинового числа относительно подвижных внешних электронов на отрицательный, т. е. изменяется спин и направление собственного магнитного поля этих парных электронов в атомах, и в результате получается диамагнетик.

4. Если $\Delta P_{m \text{ орб}} \gg P_{m \text{ спин}} \geq P_{m \text{ орб}}$, то получается сверхдиамагнетик.

Так как сверхдиамагнетизм имеет не электродинамическую природу и «сверхпроводимости» электронов, в общепринятом понимании, в природе не существует, то, следовательно, теория сверхдиамагнитного состояния должна быть магнитостатической. Электростатика хорошо поясняет процесс обычного намагничивания вещества в случае пропускания по нему постоянного электрического тока, а, точнее, при неизменяющемся движении по проводнику электромагнитного поля. Знаем, что переход веществ в сверхдиамагнитное состояние происходит и без воздействия постоянным электрическим током. Для получения сверхдиамагнитности при закритически низких температурах необходимо только воздействие на вещество *постоянным* магнитным полем: самостоятельным или в составе электромагнитного поля постоянного электрического тока. Поэтому теория сверхдиамагнитного *состояния*, создаваемая взамен теории «сверхпроводимости», должна состоять из магнитостатического описания этого явления.

Магнетизм как свойство намагничиваемости веществ проявляется двояко. К первой форме проявления магнетизма относятся ферромагнетизм и парамагнетизм, а ко второй – диамагнетизм и сверхдиамагнетизм. Отличие этих двух форм проявления магнетизма состоит в том, что в случае ферромагнетизма и парамагнетизма наведенное в теле магнитное поле *совпадает* по направлению с намагничивающим полем внешнего источника. Во втором случае индуцированное (наведенное) магнитное поле направлено в противоположную сторону по отношению к действующему на материальный объект магнитному полю.

Ферромагнетизм – способность железа (ferrum), кобальта, никеля, гадолиния, эрбия и их сплавов сильно намагничиваться даже в относительно слабых электромагнитных и магнитных полях. Иногда такие вещества, называемые ферромагнетиками, «самонамагничиваются» под действием магнитного поля Земли. У ферромагнетиков показатели магнитной проницаемости μ и магнитной восприимчивости χ достигают больших величин.

Парамагнетизм – разновидность ферромагнетизма, отличающаяся тем, что намагничивание вещества M происходит под действием значительного внешнего магнитного поля H . В отсутствие внешнего магнитного поля парамагнетик не намагничивается.

Удельная намагниченность (магнитный момент сил) M парамагнетиков (в том числе и ферромагнетиков) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля H по известному закону:

$$M = \chi H ,$$

где χ – магнитная восприимчивость вещества.

У парамагнетиков χ мала и имеет значения 10^{-5} – 10^{-6} .

Диамagnetизм – разновидность магнетизма, проявляющаяся в намагничивании вещества навстречу направлению действующего на него внешнего магнитного поля.

Предполагается, что диамagnetизм по своей природе свойствен всем веществам, включая ферромагнетики, парамагнетики и даже немагнитные при нормальных температурах тела. Обычно величина диамagnetной восприимчивости χ очень мала и составляет 10^{-6} – 10^{-7} и менее. Поэтому создать и обнаружить эффект диамagnetизма в нормальных условиях трудно из-за его малости и при несравненно более значительном парамагнитном и тем более ферромагнитном эффектах, которые маскируют и подавляют диамagnetизм.

Диамagnetизм у многих веществ существует самостоятельно, независимо от других форм (или видов) магнетизма. Так, например, установлено, что изначально диамagnetиками являются висмут, ртуть, фосфор, сера, золото, серебро, медь, гелий, вода и подавляющее большинство органических соединений [8]. С другой стороны, из теории диамagnetизма следует, что есть вещества, у которых преобладает свойство ферро- и парамагнетизма, но в возможности и в реальности сосуществует их диамagnetизм с ферро- или парамагнетизмом. Следовательно, можно рассматривать диамagnetизм и сверхдиамagnetизм как общее свойство, противоположное по форме проявления свойству ферро- и парамагнетизма, т. е. как антиподы. Это согласуется с фактом переходов ферромагнетиков и парамагнетиков в сверхдиамagnetики и обратно, при изменении очень низких температур вблизи соответствующих критических точек.

Сверхдиамagnetизм – это сверхмагнетизм, который по своей сути является (специфическим) диамagnetизмом, так как наведенное поле так же, как у обычного диамagnetика, направлено против

действия внешнего намагничивающего магнитного поля H . Кроме того, при температурах до $T_{кр}$ действует известный закон, что намагниченность (наведенное магнитное поле) M , оцениваемая магнитным моментом P_m , линейно зависит от намагничивающего поля H , как

$$M = P_m = \chi H m ,$$

где χ – парамагнитная или ферромагнитная восприимчивость равны примерно 10^{-6} и 10^{-4} соответственно;

m – масса магнетика.

Нормально намагниченное вещество до M в момент перехода к сверхмагнетизму при $T_{кр}$ изменяет свою магнитную восприимчивость с $\chi \approx 10^{-4}$ – 10^{-6} на сверхдиамагнитную восприимчивость сверхмагнетиков («сверхпроводников») $\chi_c = 0,08 \approx 8 \cdot 10^{-2}$ [14]. Это означает увеличение коэффициента восприимчивости намагничивания χ_c в 100–1 000 и более раз, и поэтому сверхдианамагнитность веществ M_c многократно больше намагничиваемости ферромагнетиков M_ϕ , которая намного больше намагничиваемости парамагнетиков M_π и слабо намагничиваемых обычных диамагнетиков M_d . Следовательно, $M_c \gg \gg M_\phi \gg M_\pi > M_d$.

Факт наиболее сильного намагничивания веществ, при температурах меньше $T_{кр}$, приводит к тому, что от первоначально наведенного в теле ферро- или парамагнитного внутреннего поля H' и продолжающего действовать внешнего поля H , т. е. от суммарного дианамагничивающего поля $H'' = H + H'$, при переходе вещества к дианамагничиваемости с большей диамагнитной восприимчивостью χ_c происходит сверхнамагничивание до насыщения, и его удельное сверхдиамагнитное поле H_c становится намного больше H' , и H . При условии $H \approx B$, $H' = -H$, и $B \approx -H$ величина минимального значения удельного сверхдиамагнитного поля $H_c \approx -2B \approx \approx -(H + H')$, где B – обозначение для магнитной самоиндукции. Общая дианамагнитность тела M_c возрастает пропорционально массе сверхмагнетика, выраженной в граммах и умноженной на единичное (удельное) значение H_c грамм-молекулы вещества. Следовательно, сверхнамагниченность M_c можно записать в виде

$$M_c = \chi_c H_c m ,$$

где χ_c – сверхдиамагнитная восприимчивость;
 H_c – удельное значение сверхдиамагнитного поля;
 m – масса сверхмагнетика.

Важным показателем веществ и, в частности, любого диамагнетика является его относительная магнитная проницаемость μ . Этот показатель характеризует, в какой мере магнитная самоиндукция B в веществе больше магнитной индукции вакуума B_0 от внешнего возбуждающего магнитного поля H , т. е.

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

Если возбуждаемая в веществе магнитная индукция равна индукции возбуждающей среды (вакуума), т. е. когда $B = B_0$, то в идеале $\mu = 1$. Однако практически всегда и для любой вещественной среды $\mu \geq 1$, так как магнитная восприимчивость и индуктивность магнетиков незначительна, но больше, чем у вакуума. Заметим, кстати, что видимая (измеряемая) магнитная «невосприимчивость», т. е. отсутствие у вещества намагничиваемости, есть результат наложения (интерференции) равных и противоположно направленных магнитных (условно «положительных» ферро- и парамагнитных) полей и (условно «отрицательных») диамагнитных полей. Немагнитные вещества имеют нулевую или ничтожно малую величину суммарной магнитной восприимчивости и намагничиваемости при, возможно, почти идеальной магнитной проницаемости.

Известно, что магнитная проницаемость μ связана с магнитной восприимчивостью χ следующим соотношением:

$$\mu = 1 + \chi_m,$$

где χ_m – магнитная восприимчивость данного вещества.

При естественных температурах у обычных диамагнетиков и парамагнетиков значения μ близки к единице, а у ферромагнетиков μ незначительно больше единицы.

Тот факт, что в диамагнетике индуцируется магнитное поле, направленное противоположно внешнему (возбуждающему) полю, не означает, как это часто утверждается в литературе, что величи-

на магнитной восприимчивости χ_m должна иметь отрицательные (мнимые) значения, т. е. быть меньше нуля. Наоборот, χ и μ имеют хоть и малые, но *действительные* значения положительных чисел, т. е. $\chi > 0$ и $\mu > 1$. Следовательно, вышеприведенная формула соотношения μ и χ_m действительна для любых магнетиков, в том числе для диамагнетиков и для сверхдиамагнетиков.

Зная примерные значения χ_m для разных магнетиков, можно приблизительно определить для них усредненные значения μ . Эти значения таковы:

– диамагнетики $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-7} \approx 1,0000005$ (μ не зависит от температуры);

– парамагнетики $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-6} \approx 1,000005$ (при температуре 300 К);

– ферромагнетики $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-4} \approx 1,0005$ (при температуре 300 К);

– сверхдиамагнетики $\mu \approx 1 + 8 \cdot 10^{-2} \approx 1,08$ (при температуре ниже критической).

Отличия магнетиков по их магнитным проницаемостям не велики, тогда как разница магнитных восприимчивостей более чем существенная.

Отношения значений магнитной восприимчивости сверхдиамагнетиков χ_c к магнитным восприимчивостям диамагнетиков χ_d , парамагнетиков χ_n и ферромагнетиков χ_f , т. е. соответствующие коэффициенты k , примерно таковы:

$$k_{c/d} \approx \chi_c / \chi_d = 0,08/5 \cdot 10^{-7} = 160\,000 = 1,6 \cdot 10^5,$$

$$k_{c/n} \approx \chi_c / \chi_n = 0,08/5 \cdot 10^{-6} = 16\,000 = 1,6 \cdot 10^4,$$

$$k_{c/f} \approx \chi_c / \chi_f = 0,08/5 \cdot 10^{-4} = 160 = 1,6 \cdot 10^2.$$

Это означает, что эффект сверхдиамагничивания веществ ($M_c = \chi_c \cdot H_c \cdot m$) обусловлен, в основном, многократным увеличением χ_c по сравнению с χ_d , χ_n и χ_f .

Аналогичные коэффициенты относительных магнитных восприимчивостей диамагнетиков k_d , парамагнетиков k_n и ферромагнетиков k_f по сравнению с магнитной восприимчивостью сверхдиамагничиваемости имеют следующие значения:

$$k_{д/с} = 6,25 \cdot 10^{-6}; k_{д/п} = 1 \cdot 10^{-1}; k_{д/ф} = 1 \cdot 10^{-3};$$

$$k_{п/с} = 6,25 \cdot 10^{-5}; k_{п/д} = 10; k_{п/ф} = 1 \cdot 10^{-2};$$

$$k_{ф/с} = 6,25 \cdot 10^{-3}; k_{ф/д} = 10^3; k_{ф/п} = 10^2.$$

Рассматривая влияние внешнего магнитного поля на магнетизм атомов вещества, следует учитывать, что изначально электроны, вращаясь по своим кольцевым орбитам, имеют такой собственный магнитный момент $P_{m \text{ орб}}$, выраженный в гауссовых единицах ($\text{гс} \cdot \text{см}^2$):

$$P_{m \text{ орб}} = \frac{e\upsilon}{c2\pi r} \pi r^2,$$

где e – заряд электрона;

υ – линейная скорость электрона;

r – радиус орбиты;

ω – угловая скорость орбитального вращения электрона ($\omega \approx 1\,015$ об/с);

c – скорость света.

При этом электрон на орбите обладает механическим моментом

$$L_{\text{орб}} = mr^2 \frac{\upsilon}{r} = m\upsilon r.$$

У электронов разных кольцевых орбит υ и r различны и, следовательно, $P_{m \text{ орб}}$ и $L_{\text{орб}}$ тоже разные. Однако отношение $P_{m \text{ орб}}$ к $L_{\text{орб}}$ считается строго постоянным и равным $\frac{e}{2mc}$. Напряженность орбитального магнитного поля, создаваемого движением электрона в направлении, перпендикулярном плоскости орбиты, т. е. вдоль оси орбиты, равна

$$H_{\text{орб}} = \frac{2P_{m.\text{орб}}}{r^3}.$$

Теперь если на вещество воздействовать однородным магнитным полем H , то по мере его увеличения внутри тела напряженность магнитного поля возрастает от нуля до $H' > H$. При этом в

контуре орбиты электрона возникает магнитная индукция ΔB , создающая дополнительный магнитный момент ΔP_m , направленный против внешнего магнитного поля H , и вращательный механический момент

$$L_{\text{орб}} = -\frac{e r^2}{c} \frac{dH}{2 dt} = mr^2 \frac{d\omega}{dt}.$$

Отсюда $d\omega = \Delta\omega = -\frac{e}{2mc} H$. Знак минус в этом выражении означает, что дополнительный орбитальный магнитный момент $\Delta P_{m \text{ орб}}$ во внешнем магнитном поле H направлен против этого поля. Величина ΔP_m определяется по формуле [15]:

$$\Delta P_{m \text{ орб}} = \frac{er^2}{2c} \Delta\omega = -\frac{e^2 r^2}{4mc} H = -\Delta H_{\text{орб}}.$$

Свойство атомных электронов создавать дополнительный магнитный момент $\Delta P_{m \text{ орб}}$, направленный против поля H , называется *диамагнетизмом*.

У диамагнетика дополнительному магнитному моменту $\Delta P_{m \text{ орб}}$ соответствует дополнительное магнитное поле $-\Delta H_{\text{орб}}$ того же минусового знака, что увеличивает результирующее диамагнитное поле внутри обычного диамагнетика. Так возникает сверхдиамагнитичность.

Известно, что каждый электрон атома обладает своим орбитальным магнитным и механическим моментами и соответствующими дополнительными орбитальными моментами от действия внешнего магнитного поля, а также и соответствующими спиновыми магнитными, и механическими моментами от ускоренного вращения вокруг собственной оси внутри своего орбитального пространства (тороида). Считается, что электроны атома без воздействия на них внешнего магнитного поля H обладают (в векторном выражении) суммарным моментом магнитных сил

$$\vec{P}_{m\Sigma} = \vec{P}_{m \text{ орб}} + \vec{P}_{m \text{ спин}}$$

и суммарным моментом механических сил:

$$\vec{L}_{\Sigma} = \vec{L}_{\text{орб}} + \vec{L}_{\text{спин}}.$$

Магнитные и механические моменты сил электрона в нормальном состоянии атомов уравновешивают друг друга.

В случае действия на вещество внешнего магнитного поля H в условиях низких температур и, следовательно, при слабых температурных колебаниях атомов и нерассеяния ими внутренней механической энергии, а погашения внешней, в частности, магнитной энергии поля H , появляются и сохраняются значительные величины $\Delta P_{m \text{ орб}}$ и $\Delta P_{m \text{ спин}}$. В таком случае суммарный магнитный момент электронов сверхдиамагничиваемого вещества равен

$$\begin{aligned} \vec{P}_{m\Sigma c} &= (\vec{P}_{m \text{ орб}} + \Delta \vec{P}_{m \text{ орб}}) + (\vec{P}_{m \text{ спин}} + \Delta \vec{P}_{m \text{ спин}}) = \\ &= \vec{P}_m + \Delta \vec{P}_{m \text{ орб}} + \Delta \vec{P}_{m \text{ спин}} . \end{aligned}$$

Аналогично вышеизложенному суммарный механический момент L_Σ атомного электрона под действием внешнего поля H равен

$$\overleftarrow{L}_{\Sigma c} = (\overleftarrow{L}_{\text{орб}} + \Delta \overleftarrow{L}_{\text{орб}}) + (\overleftarrow{L}_{\text{спин}} + \Delta \overleftarrow{L}_{\text{спин}})$$

или

$$\overleftarrow{L}_{\Sigma c} = \overleftarrow{L} + \Delta \overleftarrow{L}_{\text{орб}} + \Delta \overleftarrow{L}_{\text{спин}} .$$

Переходя от суммарного магнитного момента $P_{m\Sigma c}$ электронов к напряженности сверхдиамагнитного поля массивного тела $H_{m\Sigma c}$, можно записать, что

$$H_{m\Sigma c} = H_{\Sigma \text{ орб}} + \Delta H_{\Sigma \text{ орб}} + H_{\Sigma \text{ спин}} + \Delta H_{\Sigma \text{ спин}} .$$

При полном насыщении сверхдиамагничности тела M_c , когда $\mu = 1$, а $\chi > 1$, получаем

$$M_c = P_{c\Sigma m} ,$$

что объясняет бóльшую сверхдиамагничиваемость по сравнению с намагничиваемостями M ферро- и парамагнетиков. Не случайно еще Я. И. Френкель в работе [2, с. 41] писал: «При переходе в сверхпроводящее состояние (читай «в сверхдиамагничное состояние» – В. Ф.) происходит резкое изменение намагничивания тела, которое от величины, практически равной нулю в нормаль-

ном металлическом состоянии, переходит к очень большому отрицательному значению».

С целью выяснения вклада в магнитные свойства орбитального и спинового движений электрона необходимо сопоставить соотношения соответствующих магнитных и механических моментов электронов. Соотношение орбитальных моментов таково:

$$\frac{P_{m \text{ орб}}}{L_{\text{орб}}} = \frac{e}{2mc}.$$

Теоретические исследования и экспериментальные сведения показали, что спиновой механический момент электрона в атоме $L_{\text{спин}}$ в два раза меньше его минимального орбитального механического момента $L_{\text{орб}}$ и равен $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, а спиновый магнитный момент $P_{m \text{ спин}}$ равен орбитальному магнитному моменту

$$P_{m \text{ спин}} = P_{m \text{ орб}} = \frac{eh}{4\pi mc},$$

где h – постоянная Планка.

Отношение спиновых моментов

$$\frac{P_{m \text{ спин}}}{L_{\text{спин}}} = \frac{e}{mc},$$

в два раза больше соотношения для орбитальных моментов. Из этого следует, что спиновое движение электрона вносит больший удельный вклад в намагничивание атомов вещества и магнитного тела в целом, чем $P_{m \text{ орб}}$. Однако важнейшую роль в создании магнетизма играет и орбитальный механический момент $L_{\text{орб}}$, так как он приводит к прецессии (смещению) некоторых электронных пар атомов под действием внешнего поля H , что создает в теле собственное, внутреннее магнитное поле $H_{\text{в}}$.

Так как $L_{\Sigma} \neq L$, то $\Delta L_{\Sigma} = \Delta L_{\text{орб}} + \Delta L_{\text{спин}}$, где $\Delta L_{\text{орб}} > \Delta L_{\text{спин}}$, есть движущая сила, разворачивающая некоторые парные электроны атома, создавая этим атомное магнитное поле $H_{\text{а}}$ или намагничен-

ность M_a , направленную параллельно (в направлении или против) направлению внешнего поля H . Так поатомно происходит намагничивание многих тел в среде внешнего магнитного поля H . Это намагничивание нестабильно, и при снятии внешнего поля H оно, как правило, постепенно исчезает. Так это происходит у парамагнетиков и диамагнетиков при естественных (природных) температурах. В ферромагнетиках некоторая часть остаточного магнитного поля стабилизируется, т. е. сохраняется достаточно долго.

Отличительной особенностью магнитно-твердых материалов является стабильная остаточная намагниченность (постоянные магниты) после снятия внешнего магнитного поля.

Состояние сверхдианамагнитности тел быстро исчезает в результате: 1) повышения температуры больше критической; 2) пропускания значительного электрического тока; 3) воздействия относительно большим электрическим или магнитным полем. Сверхдианамагнитность исчезает и от других внешних влияний. Следовательно, сверхдианамагнитность является метастабильным состоянием вещества. Поэтому можно считать, что критическая размагничивающая коэрцитивная сила H_k метастабильного (промежуточного) для сверхдианамагнитного состояния примерно равна 4 кА/м, т. е. $H_k \approx 4$ кА/м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, на основании всего вышеизложенного необходимо признать, что научный *миф* о существовании материалов свойства «сверхпроводимости» электрического тока в условиях низких температур *опровергнут*. Кроме того, из выполненного автором анализа проблемы «сверхпроводимости» электричества следуют, в частности, такие выводы и рекомендации.

1. Необходимо решительно отказаться от весьма примитивных представлений о неких свободных электрических зарядах в телах (электронах и ионов); об электрическом токе как о направленном движении электрически заряженных частиц внутри проводника; о магнитных, электрических и электромагнитных полях как исключительно о силовых линиях непонятного происхождения; об электросопротивлении как о рассеянии движущихся в проводнике заряженных частиц от их столкновения с атомами или ионами токопроводящего вещества и т. д.

К сожалению, теория электрического тока исходит из того предположения, что как-то (положительно или отрицательно) заряженные частицы движутся внутри тела так же, как течет вода в трубе водопровода. Это «научное» представление не имеет ничего подобного в действительности и вредит развитию не только науки об электричестве, но и смежным наукам, а также практике более эффективного использования электрофизических явлений.

2. Электрические заряды и их электрическое поле – это эффект поляризации электронной внутриатомной структуры.

3. Электрический ток – направленная передача энергии электрического поля, в результате которой происходит деполяризация атомов проводника и источника электрической энергии, что приводит к уменьшению напряжения электрического поля.

4. Электрическое, магнитное и суммарное электромагнитное поля есть разновидности движений всеобъемлющей бесструктурной материи (называвшейся прежде эфиром), обусловленные внутриатомным движением электронов в поляризованных атомами вещественной (структурной) материи.

5. С другой стороны, полевые движения бесструктурной праматерии (эфира) передаются атомам вещества, что индуцирует (создает) поляризацию атомов, электрическое поле и электрический ток, а также другие электрофизические явления.

6. Сопротивление тел движению (току) электрической энергии в них обусловлено в основном противоположно направленной диэлектрической и диамагнитной поляризацией атомов электропроводящего вещества. Физическая природа электросопротивления не механическая, а электромагнитная. То есть электросопротивление току происходит не в результате, как считается, рассеяния и торможения потока движущихся в проводнике свободных электронов от их столкновения с атомами (ионами) токопроводящего вещества, а вследствие противодействия электрическому току самоиндуцированных в проводнике диаполей: диэлектрического и диамагнитного. Иначе говоря, электросопротивление и сопутствующий нагрев проводника есть результат противодействия в нем диэлектрического и диамагнитного полей самоиндукции электрическому и магнитному полям тока проводимости, т. е. электросопротивление происходит от названного М. Фарадеем [4] «тока смещения».

7. Установлено, что у проводников электричества, при их переходе к «сверхпроводимости» первого рода, не обнаруживается электрическое поле. Это свидетельствует об отсутствии в «сверхпроводниках» электрического тока и о том, что проводник становится не «сверхпроводником», а диэлектриком, т. е. изолятором. Превращение материалов при низких (закритических) температурах из состояния проводимости электричества в диэлектрическое состояние (в состояние изолятора с $R \rightarrow \infty$) экспериментально подтверждено многократно, например, в опытах, проводимых в Институте физики полупроводников Сибирского отделения РАН Т. И. Батуриной с сотрудниками, а также другими исследователями «сверхпроводимости» [16].

8. Физическая природа не «сверхпроводимости», а сверхдиамагничности любых тел, в том числе проводников и диэлектриков, состоит в следующем. Как только в проводнике поля внутренней самоиндукции (диэлектрическое и диамагнитное) выравниваются по напряженности с полями тока проводимости, ток прекращается, и поэтому электрическое поле исчезает, а независи-

мое от тока поле сильной диамагнитности вещества остается. Это и есть переход проводника в диэлектрическое и сверхдиамагнитное состояние – субмикроструктурный переход третьего рода.

9. Переход проводника под влиянием обычного магнитного поля в сверхдиамагнитное состояние есть превращение проводника в сверхдиэлектрик. Происходит также в результате сильной внутриатомной диамагнитной поляризации электронных диполей атомов.

10. В слабодиэлектрических материалах («сверхпроводниках» второго рода) под влиянием обычного магнитного поля и криогенной температуры стимулируется дополнительная диамагнитная поляризация атомов и, следовательно, увеличенная сверхдиамагнитиваемость, которую необоснованно называют «сверхпроводимостью» электрического тока второго рода. Но ведь в диэлектриках нет свободных электронов, и поэтому ни до, ни после охлаждения и намагничивания электрический ток в них не течет. Это подтверждается тем, что в экспериментах по обнаружению «сверхпроводимости электрического тока» фиксируется только стационарное сверхдиамагнитное поле.

11. Существующие теории «сверхпроводимости», основанные на предположении об электродинамической индукции сверхтока в материале от действия внешнего постоянного магнитного поля, противоречат фактам, законам физики и, следовательно, ошибочны.

12. Предлагается рассматривать явление сверхдиамагнитиваемости, а не «сверхпроводимости» любого вещества как процесс магнитного превращения 3-го рода в условиях критически низких температур и воздействия статическим электрическим или постоянным магнитным полем. Создаваемая теория сверхдиамагнетизма должна быть теорией электро- и магнитостатики.

13. На основе предложенной модели сверхдиамагнетизма можно получить комнатно-температурные, но не «сверхпроводники», а сверхдиамагнетики. Основные принципы будущей нанотехнологии сверхдиамагнитивания веществ при нормальных температурах автором разрабатываются.

14. Вполне вероятно, что с помощью новых физических представлений и теории сверхдиамагнитивания тел можно создать

принципиально иные, менее энергопотребляющие и более мощные магниты для различных видов техники, в том числе и для таких ускорителей, как БАК – большой адронный коллайдер. На основе использования сверхдиамагнетизма материалов, вероятно, возможно создание принципиально нового вида летательных аппаратов – магнитолетов. Физика и принципы действия магнитолетов сейчас разрабатываются.

Автор рассчитывает, что изложенные им идеи, представления и элементы теории сверхдиамагнетизма, предлагаемые взамен теории «сверхпроводимости электричества», позволят преодолеть хотя бы часть трудностей и противоречий, имеющих в соответствующих разделах теоретической и практической физики, что поможет устранить многие проблемы и решать сложные задачи, связанные с развитием и созданием техники будущего.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гинзбург В. Л.* О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография. М.: Изд-во физ-мат. лит., 2006. 228 с.
2. *Френкель Я. И.* Сверхпроводимость. М.; Л.: Объед. науч.-техн. изд-во, 1936. 19 с.
3. *Федюкин В. К.* Не сверхпроводимость электрического тока, а сверхнамагничиваемость материалов. М.: КНОРУС, 2008. 120 с.
4. *Фарадей М.* Экспериментальные исследования по электричеству. Т.1. Л.; М.: Изд-во АН СССР, 1947. 848 с.
5. *Максвелл Д. К.* Трактат об электричестве и магнетизме: В 2 т. Т. 2. М.: Наука, 1989. 436 с.
6. *Максвелл Д. К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М.: Гос. изд. техн.-теорет. лит., 1954. 687 с.
7. *Савельев Н. В.* Курс общей физики: В 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 10-е изд., стер. СПб.: Лань, 2008. 496 с.
8. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. Электричество и магнетизм. М.: Мир, 1977. 420 с.
9. *Вильф Ф. Ж.* Опусы теоретической физики. Сверхпроводимость. М.: ООО «Фазтон», 2006. 336 с.
10. *Лебедев Т. А., Федюкин В. К.* Некоторые вопросы металлостроения сверхпроводников // Труды ЛПИ. № 314. Машиностроение. Л.: Машиностроение, 1970. С. 140–145.
11. *Лебедев Т. А., Федюкин В. К.* Металловедение сверхпроводников: Конспект лекций. Л.: Изд-во ЛПИ, 1971. 43 с.
12. *Федюкин В. К.* Основы альтернативной теории «сверхпроводимости». СПб.: СПбГИЭУ, 2009. 128 с.
13. *Федюкин В. К.* Сверхдianaмагничиваемость, а не сверхпроводимость электрического тока // Вестник ИНЖЭКОНа. Сер. Технические науки. 2009. Вып. 8(35). С. 15–26.
14. *Зисман Г. А., Тодес О. М.* Курс общей физики: Учеб. пособие. Т. 2. 2-е изд. М.: Наука, 1965. 366 с.
15. *Корсунский М. И.* Оптика. Строение атома. Атомное ядро. М.: Наука, 1964. 527 с.
16. *Vinokur V. M., Baturina T. I., Fistul M. V.* и др. Superinsulator and quantum synchronization // Nature. 2008. V. 452.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Проблема «сверхпроводимости»	6
2. О несостоятельности электродинамического обоснования теории «сверхпроводимости»	14
3. Причина сопротивления тел электрическому току в их самоиндукции противоположно направленного диамагнитного поля	27
4. Основы теории сверхдиамагничиваемости веществ	36
Заключение	48
Литература	52

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Федюкин Вениамин Константинович

**ОПРОВЕРЖЕНИЕ
«ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ»
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА**

Препринт

Редактор *А. Г. Сахно*
Корректор *Т. В. Бракс*
Компьютерная верстка *Е. О. Зверевой*
Оформление обложки *Ю. А. Гайнутдиновой*

ИД № 00918 от 02.02.2000 г.

Подписано в печать 02.07.10. Формат 60×84¹/₁₆. Бумага типогр. № 1.
Печать цифровая. Усл.-печ. л. 3,2. Уч.-изд. л. 3,1. Изд. № 79. Тираж 100 экз. Заказ 715.

СПбГИЭУ. 191002, Санкт-Петербург, ул. Марата, 27.
ИзПК СПбГИЭУ. 191002, Санкт-Петербург, ул. Марата, 31.