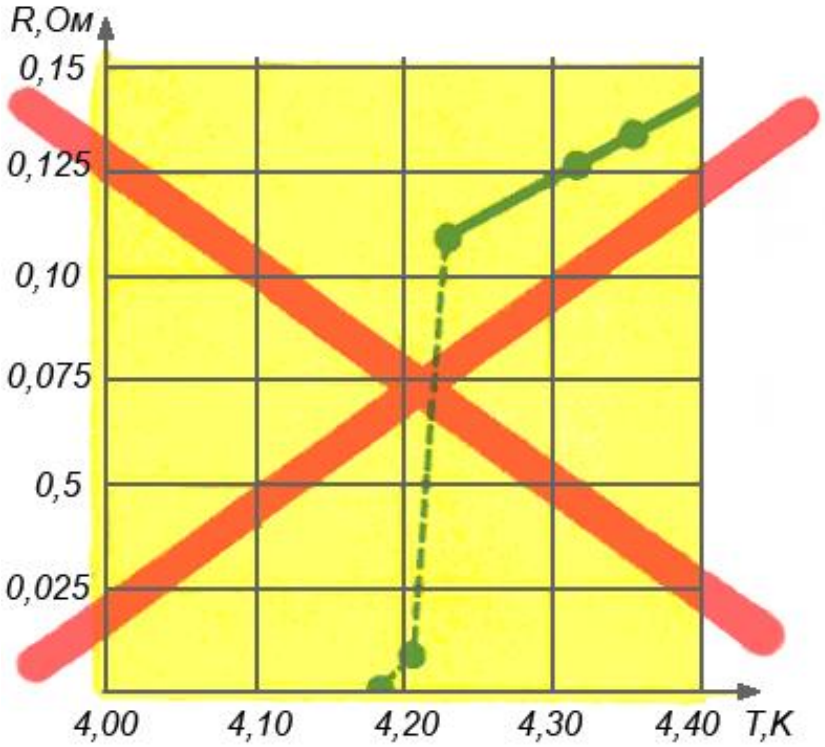
МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный инженерно-
экономический университет»

В. К. Федюкин

ТЕОРИЯ СВЕРХДИАНАМАГНИЧИВАЕМОСТИ ВЗАМЕН ОШИБОЧНОЙ ТЕОРИИ СВЕРХЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ ТЕЛ



Санкт-Петербург
2014

УДК 338.945:530.1
ББК 31.232я73
Ф32

Рецензенты:
– д-р эконом. наук, проф. В.П. Семенов – зав. кафедрой управления качеством и машиноведения СПбГИЭУ
– д-р физ.-мат. наук, проф. С.А. Атрошенко – ведущий научный сотрудник СПб. института проблем машиноведения РАН
– канд. физ-мат. наук, проф. СПб. гос. политехн. ун-та Д.П. Иванов
– канд. техн. наук, доцент СПбГИЭУ Л.В. Виноградов

Федюкин В. К.

Теория сверхдианамагничиваемости взамен ошибочной теории сверхэлектропроводимости тел. Монография. В. К. Федюкин. – СПб.: СПбГИЭУ, 2014. – 400 с.

В данной монографии изложена новая альтернативная, то есть не корпускулярная, не электронная, а магнитостатическая теория физического явления, ошибочно называемого сверхпроводимостью электрического тока. Доказывается противоречивость и неадекватность существующих теорий сверхпроводимости электричества при низких закритических температурах. Анализ соответствующих экспериментов показал, что в них проявляется не сверхпроводимость электрического тока, а метастабильная сверхдианамагничиваемость веществ в условиях низких температур. Представлены основы макро- и микроскопической теории сверхдиамагнетизма и изложены подходы к возможному использованию низко-, средне-, а также будущих комнатнотемпературных и действительно высокотемпературных сверхдиамагнетиков.

Предназначено научным работникам, инженерам, аспирантам, магистрам и студентам физических и технических специальностей, а также всем интересующимся проблемами физики и техники.

УДК 338.945:530.1
ББК 31.232я73

© В.К. Федюкин
2013

Предисловие

Настоящее издание является по существу усовершенствованным, исправным и дополненным вариантом монографии автора «Решение проблемы «сверхпроводимости» электрического тока и сверхдиамагнетизма» опубликованной в 2011 году. Та публикация посвящалась 100 – летнему юбилею провозглашения голландским исследователем Гейке Камерлинг-Оннесом открытия сверхпроводимости электрического тока металлами при глубоко низких температурах. За истекшее время интерес читателей к изложенной в монографии теории возрос, что, очевидно, обусловлено актуальностью решения проблемы сверхпроводимости. Кроме того, вышеназванная монография с решением застарелой проблемы сверхпроводимости была напечатана внутри вузовском издании Санкт-Петербургского инженерно-экономического университета пробным тиражом всего 100 экземпляров. Востребованность читателей в этой книге не была удовлетворена. Интерес к работе автора над теорией явления, обнаруженного в лаборатории Оннеса, возрос в связи с публикацией (тоже 100 экземпляров) брошюры «Миф о сверхпроводимости электричества как следствие научной фальсификации», 2012 г. Более ранние публикации автора на тему о «сверхпроводимости» и сверхдиамагнетизме тоже способствовали тому, чтобы написать данную обновленную монографию.

Содержание, предлагаемой научной общественности, монографии кратко можно сформулировать как опровержение теории

несуществующей «сверхпроводимости» и разработка альтернативной теории явления, обнаруженного впервые работниками научно-экспериментальной лаборатории, руководимой Камерлинг-Оннесом, как эффекта (свойства) более сильного, то есть сверхдианамагничивания тел при крайне низких температурах.

Считается, что существует чудесное явление, суть которого состоит в способности различных материалов проводить электрической ток абсолютно без сопротивления в условиях криогенных температур. Поэтому, утверждают некоторые ученые, такой необычный электрический ток «сверхпроводимости» может и якобы течет, например, в кольцеобразном образце неограниченно (бесконечно) долго. Однако общеизвестно, что не бывает движений без сопротивлений и что в природе «всякому действию есть противодействие». Это общий закон механики Ньютона и основные законы термодинамики, а также материалистическая философия, не допускают сверхестественного, в частности, «сверхпроводимости» электрического тока и движения электронов без какого-либо сопротивления со стороны проводника. Следовательно, идея и теории «сверхпроводимости» электричества, противоречат основам науки и поэтому они антинаучны. Устранение этих противоречий было и есть главной задачей теоретического исследования, изложенного в данной книге.

В настоящее время необходимость решения проблемы «сверхпроводимости» стала особенно актуальной. Передовые государства тратят огромные средства для практического исполь-

зования «сверхпроводимости». Примером, этого является создание сверхпроводникового ускорителя элементарных частиц материи, то есть большого адронного коллайдера (БАК). Существует много других, как правило, безуспешных, проектов использования именно «сверхпроводимости» электрического тока, а не низкотемпературного сверхдиамагнетизма. Фантастические замыслы использования «сверхпроводимости» электричества не оправдали надежд. Все это требует пересмотра исходных представлений и теорий «сверхпроводимости».

В результате анализа экспериментальных данных и их интерпретаций, а также теорий «сверхпроводимости», создается убеждение, что «сверхпроводимости» электрического тока, в современном его понимании, не существует и не может существовать, а есть метастабильное сверхдианамагничивание веществ при низких и очень низких температурах. Это новое понимание рассматриваемого явления (свойства веществ) привело к созданию основ и элементов, составляющих теорию сверхдиамагнетизма.

Представляется очевидным, что решение вековой научной проблемы «сверхпроводимости» электричества состоит в отрицании этой проблемы, так как не существует самой «сверхпроводимости» электричества. Доказывается, что существует не «сверхпроводимость», а реально измеряемое явление сверхдианамагничиваемости и диэлектризации веществ в условиях низких температур меньших определенной критической температуры.

Вероятно, что изложенная здесь концепция и соответствующая теория вызовут дискуссию, появятся оппоненты с возражениями, замечаниями, критикой или одобрениями, что, безусловно, будет способствовать постижению (установлению) истины и, следовательно, научному прогрессу в области физики и практических наук, а такие более широкому практическому использованию сверхдиамагнетизма.

Обращаясь к читателям этой книги, автор надеется, что его позиция и аргументация будут восприняты не предвзято, не огульно отрицательно, как это бывает, а заинтересованно, аналитически и с признанием допустимости иного, нетрадиционного понимания явления, называемого сейчас «сверхпроводимость».

Аргументированная критика, доказательные возражения и замечания, а также предложения и пожелания будут приняты автором с благодарностью.

Автор выражает большую благодарность студенткам Санкт-Петербургского государственного инженерно-экономического университета Константину Ефимову и Роману Иванову за компьютерное оформление рукописи этой книги.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что наука как результат познавательной деятельности людей не защищена от ошибок. История науки знает много случаев ошибочного толкования и теорий сущности отдельных явлений и предметов. К числу таких противоречивых, непонятных и необъяснимых явлений относится так называемая «сверхпроводимость» электрического тока различными материалами при очень низких температурах. При этом утверждается, что электрический ток течет абсолютно без сопротивления со стороны проводника. Это неочевидное и невероятное суждение укоренилось в науке и давно занимает умы не только физиков, но и многих других ученых, инженеров, предпринимателей, а также людей, интересующихся наукой. Всем хочется узнать и понять как это, вопреки всеобщему закону о том, что «всякому действию есть противодействие», что «любому движению есть сопротивление среды, в которой движется объект», всё же есть исключительное явление, когда, например, в металлическом проводнике электроны (переносчики энергии) перемещаются без какого-либо противодействия со стороны атомов токопроводящего вещества.

Конечно же, очень заманчиво иметь проводники электричества без сопротивления и создавать на этой основе супертехнику будущего. Желательно, используя «незатухающие электрические токи в сверхпроводниках», создать пресловутый «вечный двигатель» и т.д. Однако подобным мечтам людей, по-видимому, не

суждено осуществиться, так как исследования в указанных направлениях ведутся давно, но пока безуспешно. Нет удовлетворительной научной теории «сверхпроводимости» и поэтому нет давно ожидаемых практических результатов ее применения. Имеющиеся результаты в этой области относятся к экспериментальным, но они не обязательно обусловлены «сверхпроводимостью».

Прошло уже более 100 лет с тех пор, как было обнаружено феноменальное физическое явление, необоснованно названное Хейке Камерлинг-Оннесом сверхпроводимостью. Однако до сих пор физическая природа этого явления остается загадочной и непонятной. Многократные попытки создать достоверную микроскопическую теорию «сверхпроводимости» оказались неудачными, а предлагавшиеся феноменологические описания этого явления противоречивыми и «не освещающими путь практике».

Учеными разных стран выполнены многочисленные теоретические исследования, а проблема научного объяснения невероятной «сверхпроводимости» электрического тока металлами и другими материалами остается нерешенной. Ведутся нескончаемые дискуссии о физической природе «сверхпроводимости». Но, очевидно, без четкого понимания того, что такое «сверхпроводимость», без модели и без приемлемой микроскопической теории этого явления как оснований для создания общей физической теории, решение проблемы получения указанного эффекта при естественных температурах сильно осложнено и вряд ли может

быть осуществлено в ближайшие годы. А вот колоссальный энергомагнитный эффект, ошибочно, по нашему мнению, названный «сверхпроводимостью», может получить широкое применение в производственной и потребительской практиках.

После первых публикаций Камерлинг-Оннеса по вопросам так называемой «сверхпроводимости» была надежда, что будет создана подходящая микроскопическая теория «сверхпроводимости». Однако этой надежде не суждено было осуществиться. Причиной отсутствия пригодной теории «сверхпроводимости», по-видимому, является консерватизм мышления. Ученые прежних лет не пытались отойти от привычного представления об электрическом токе, об электронном строении атомов и проводников. Для решения таких запутанных и сложных, почти тупиковых проблем, как теория «сверхпроводимости», необходимы нетрадиционный подход, принципиально иные идеи, другая парадигма. Необходимо представить научной общественности иное видение (понимание) того, что на самом деле открыл Камерлинг-Оннес в 1911 г.

Здесь и в предшествующих публикациях автора доказывается, что явление, обнаруженное Камерлинг-Оннесом, не есть «сверхпроводимость» электричества с нулевым сопротивлением движению электронов и их энергии по проводнику. Следовательно, все существующие теории «сверхпроводимости» (микро- и макроскопическая, а также квантово-механическая и другие феноменологические теории) не имеют к этому явлению отношения

и поэтому в принципе не могут быть правильными. Они все являются ошибочными, антинаучными, так как объясняют то, чего объективно нет в природе, а не то, что есть на самом деле.

Научный анализ «проблемы сверхпроводимости» показывает, что «сверхпроводимость», в ее современном понимании, в природе не существует, а обнаружено было исследователями другое физическое явление – более сильное чем обычно, дианамагничивание веществ при низких температурах, что не одно и то же. Установление истины и решение проблемы нереальной «сверхпроводимости» необходимо осуществить как можно быстрее. Очевидно, что начинать эту работу надо с рассмотрения источника, аргументов и логики возникновения идеи об абсолютной «сверхпроводимости». Поэтому в данной работе вначале выполнен анализ первых публикаций об открытии так называемой «сверхпроводимости» электрического тока без сопротивления.

Здесь автор обосновывает тот факт, что объективно мы имеем дело не с эффектом «сверхпроводимости», а с переходом материалов в сверхмагнитное, точнее, в сверхдиамагнитное состояние при температурах ниже критической. Такое понимание явления, открытого Камерлинг-Оннесом, поможет решить многие проблемные вопросы рассматриваемого перехода материалов в состояние сверхдиамагнетизма. Понятия о сверхмагнитном и, в частности, о, сверхдиамагнитном состоянии веществ означают то, что в условиях закритически низких температур, материальные объекты (тела) дианамагничиваются на много больше (силь-

нее), чем при более высоких температурах. Критическая температура ($T_{кр}$) перехода тел к способности сверхдианамагничиваться есть особенная низкотемпературная, но все же одна из, так называемых, магнитных точек Кюри.

Автор намерен продолжать работу по созданию адекватной теории сверхдиамагнетизма веществ. Неоценимой помощью в этом деле будут замечания и рекомендации тех, кто вступит с автором в доброжелательную научную дискуссию.

1. НЕРЕШАЕМАЯ ПРОБЛЕМА «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ» ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

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 занимает 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 по 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 свидетельству-

ет 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 экспериментального обнаружения в Лейденской лаборатории (г. Лейден, Голландия) Хейке Камерлинг-Оннесом с сотрудниками еще в 1910-1911 г.

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

Исходя из наиболее упрощенного и поэтому не адекватного 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 [103]), то есть по величине к изменению электрического потенциала (напряжения) электрического поля у поверхности проводника, иначе говоря, по уменьшению величины потенциальной (запасенной) энергии электрического поля при преобразовании ее в другие виды энергии. 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 электри-

ческого тока по проводнику примерно равна скорости света, то есть 300000 км/с. Из этого факта следует, что электрический ток есть движение электромагнитного поля внутри и вблизи проводника. Но вопреки фактам и логике электрическим током проводимости по-прежнему называют такой поток электрической энергии, когда ее носители, то есть микроскопические электрические заряды, движутся *внутри* макроскопического тела (твердого, жидкого или газообразного).

Однако существуют основания утверждать, что электрический ток проводимости не есть движение свободных электронов в некоторых твердых и жидких телах, а является процессом передачи электрической энергии посредством ламинарных (струйных) или турбулентных (колебательных, спиралеобразных, вихревых) электромагнитных движений бесструктурной невещественной 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 автором в кавычках.

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–

258°С во много раз меньше, чем при комнатных и повышенных температурах (см. рис. 5). 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 *Ом*·мм^2/м при при температуре –192°С до 0,23 *Ом*·мм^2/м при +800°С (100 мк*Ом*·см=1 *Ом*·мм^2/м). Температурный коэффициент сопротивления характеризует уменьшение удельного электросопротивления ρ при изменении температуры на 1°С или на 1К.

Изменения отрицательного ТКС кремния в широком диапазоне температур, при измерении ρ в мк*Ом*·см, таковы:

- $ТКС_{ср}$=1,3 мк*Ом*·см/°С при температурах от –192°С до –78°С,

- $ТКС_{ср}$=0,7 мк*Ом*·см/°С при температурах от –78°С до 0°С;

- $ТКС_{ср}$=0,2 мк*Ом*·см/°С при температурах от 0°С до 100°С,

- $ТКС_{ср}$=0,2 мк*Ом*·см/°С при температурах от 100°С до 200°С.

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 $NiO–Ca_2O_3–Mn_2O_3$ или $NiO–Mn_2O_3$ и др.

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

- $ТКС_{ср}$=0,22 мк*Ом*·см/°С при температурах от –258°С до –192°С,

- $ТКС_{ср}$=0,35 мк*Ом*·см/°С при температурах от –192°С до –78°С,

- $ТКС_{ср}$=0,41 мк*Ом*·см/°С при температурах от –78°С до 0°С,

- $ТКС_{ср}$=0,49 мк*Ом*·см/°С при температурах от 0°С до 100°С,

- $ТКС_{ср}$=0,69 мк*Ом*·см/°С при температурах от 100°С до 200°С.

При этом удельное электросопротивление висмута при 20°С равно 114,05 мк*Ом*·см или 1,14 *Ом*·мм^2/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 30К). 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 ($T_{кр}$) у «сверхпроводников» 2-го рода в 5-6 раз больше, чем у «сверхпроводников» 1-го рода. Этот примечательный и не случайный 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 комнатнотемпературных и теплых (с $T_{кр}$>100°С) «сверхпроводников», а по-существу диэлектрических сверхдиамагнетиков, необходимо подбирать вещества, их соединения и композиции (система) с наибольшими удельными электросопротивлениями и с максимальными значениями отрицательных ТКС. Поэтому не случайно многочисленные эксперименты показывают, что хорошие проводники являются плохими «сверхпроводниками», а непроводники, то есть 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, Это нечто другое. В частности, это есть сугубо магнитное проявление вследствие изменения электронной структуры атомов. Доказательства данного суждения приводятся ниже и изложены в ранее опубликованных работах автора по проблеме «сверхпроводимости» [106–110].

Рассмотрим кратко, как было обнаружено и исследуется то, что называется *сверхпроводимостью* электрического тока. Голландский ученый Хейке Камерлинг-Оннес (кратко Оннес) в 1911 г. производил опыты по определению электросопротивлений металлов при температуре жидкого гелия 4,2К. Эксперименты Онеса 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 (т. к. 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 её концах. По разности потенциалов (ΔE) можно косвенно судить об электросопротивлении провод-

ника 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, т.к. 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. [31, 111]. Несколько ранее это же явление наблюдал сотрудник Оннеса по Лейденской криогенной лаборатории квалифицированный физик Гиллес Холст [31]. Это удивительное явление слишком долго остается предметом научных дискуссий, потому что оно 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 (ΔE=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=∞ 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 ΔE=0. При ΔE=0, когда нет тока, а электрическая напряженность внешнего поля E есть и воздействует на «сверхпроводник», то логичнее утверждать что электросопротивление R=∞, а не R=0. Электросопротивление равно 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» [111.С.15].

Причина прекращения тока проводимости в металлах, и других токопроводящих материалах, то есть прекращение потока энергии электромагнитного поля по проводнику, при температуре ниже критической, состоит, по-видимому, в появлении у этих материалов сильного, блокирующего ток, противополя – сверхдиамагнитного поля, 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 19-го века 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 диамагнит-

ным 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» [111. 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 сближеными 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 высокочувстви-

тельные контакты более магнитовосприимчивых тел. Эксперименты подтверждают, что в этих контактах нет энергозатратных туннельных эффектов прохождения электронов через нетокопроводящие барьеры, 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 закритических криогенных температурах переходят в состояние сильной намагничиваемости с большим дальнодействием их полей.

Установлено, что существует только два *статических* способа перевода материала в «сверхпроводящее» состояние: *электростатический*, то есть 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. Их 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 со-

единить (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* сверхдианамагниченность материала. Эксперименты показали, что при переходе материалов в так называемое «сверхпроводящее» состояние у них появляется сильное и метастабильное именно диамагнитное поле, то есть 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 материале возникает тот же эффект не «сверхпроводимости», а сверхдианамагничиваемости. Отличие данного способа сверхдианамагничивания состоит в источнике индуцирующего маг-

нитного поля. В первом способе источник индуцирующего магнитного поля внутри самого токопроводящего материала, а во втором, он вне его, то есть происходит индукция не тока, а диамагнитного поля от другого (внешнего) источника, что является *магнитной взаимоиндукцией*.

При исследовании сущности рассматриваемого природного явления необходимо различать магнитную индукцию изменяющегося (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.

Вот еще один аргумент доказательства сверхдиамагнитной сущности «сверхпроводимости». Известно, что ферромагнетики переходят в «сверхпроводящее», а по существу в диамагнитное, состояние при более низких температурах, чем другие материалы. Ферромагнетизм сильно противодействует появлению «сверхпроводимости», экспериментально обнаруживаемой как сверхдиамагнитное поле. Естественно, что ферромагнетизм затрудняет переход к сверхдианамагничиваемости ферромагнетиков. Ферромагнетизм обусловлен поляризацией атомных магнитных диполей, состоящих из двух электронов с определенными

установившимися спинами. Увеличение энергии (скорости) движения внешних электронов по своим орбитам в атомах очевидно изменяет спины электронов на противоположные, что изменяет парамагнитную и ферромагнитную поляризацию атомов на диамагнитную. Понятно, что чем более сильный ферромагнетик с его легкой намагничиваемостью при обычных температурах, тем больше охлаждение требуется для перехода ферромагнетика в сверхдиамагнитное состояние, то тем меньше $T_{кр}$, то есть тем меньше его температура Кюри $T_{см}$ ($T_{кр} = T_{см}$).

С другой стороны у парамагнетиков и более сильных ферромагнетиков магнитное поле H совпадает с направлением движения электрического тока, а так называемый (виртуальный) «ток смещения», то есть возникающее диамагнитное противополе самоиндукции B при нормальных температурах относительно мало. Поэтому электромагнитное сопротивление току не велико. Чем больше B (при $B<H$), тем больше абсолютное электросопротивление R (или удельное сопротивление ρ). При $B=H$, стремящийся прохождению по образцу ток мгновенно прекращается и материал становится не токопроводящим, то есть диэлектриком (изолятором). Если $B>>H$, то это не «сверхпроводник», а по существу абсолютный диэлектрик (изолятор) и сверхдиамагнетик. Эти утверждения автора обосновываются в данной монографии.

В качестве примечания отметим, что, с точки зрения автора, на рисунках 2, 5, 25 и 26 и в поясняющих их текстах, взятых из литературных источников, где указаны R надо было бы писать U

– разность электрических потенциалов или *H* – напряженность магнитного поля, так как фактически *R* получены или пересчетом экспериментально измеренных значений *U* или простой подменой *U* и *H* на *R*.

Проблеме «сверхпроводимости» электрического тока уже больше 100 лет. За такой срок не решаются только заведомо ложные проблемы.

Итак, общее резюме вышеизложенного состоит в том, что решение проблемы «сверхпроводимости» электрического тока состоит в признании фактического отсутствия этой проблемы, так как не существует «сверхпролводимости» электричества с нулевым сопротивлением, а вместо этого есть объективное и теоретически адекватно объяснимое явление сверхдиамагничивания (сверхантиферронамагничиваемости) и изоляции (диэлектризации) веществ в условиях меньше запредельно низкой температурной точки Кюри.

Далее этот вывод доказывается при анализе экспериментов и теорий «сверхпроводимости».

2. ФАКТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

2.1 Первые опыты Оннеса

Считается, что в 1911 году голландский ученый Хейке Камерлинг-Оннес (кратко Оннес) с сотрудниками обнаружили сверхпроводимость, то есть явление проводимости металлами электрического тока без сопротивления при температурах близких к абсолютному нулю. Однако были и остаются сомнения в том, что все-таки открыл Оннес. Он и сам вначале колебался в объяснениях обнаруженного им эффекта быстрого, резкого падения, вплоть до исчезновения, разности электрических потенциалов на концах у охлаждаемого проводника с током при критической температуре, соответствующей его внутренней природе.

Сотрудники Оннеса, участвующие в экспериментах по измерению электрических свойств проводников при температурах жидкого гелия [114.С.6], в своих публикациях достаточно подробно описали методику проводимых измерений [129,130].

В работе [130] констатируется, что в начале 19-го века «было известно, что электрическое сопротивление в металле уменьшается с понижением температуры… Лорд Кельвин полагал, что поток электронов, по-видимому, улучшается с уменьшением температуры, что приводит к более низкому значению сопротивления, но он может фактически остановиться, а электроны стано-

вятся как бы замороженными на месте. Сопротивление при абсолютном нуле температуры, таким образом, было бы бесконечно высоким. Другие, включая Оннеса и Дьюара, предполагали, что уменьшение сопротивления при понижении температуры продолжается, в конечном счете достигая нуля в точке нулевой температуры… То, что фактически случилось, было ошеломляющим и, учитывая понимание вопроса на атомном уровне в 1911г., полностью непредсказуемым» [130.С.98].

Первый эксперимент по измерению показаний электрического тока при криогенных температурах был осуществлен на образце из ртути. «Гиллес Холст, который выполнил измерения, использовал U-образную капиллярную стеклянную трубку, в обоих концах которой были платиновые электроды, и она была заполнена очищенной жидкой ртутью при комнатной температуре. Измерения электрического сопротивления (гальванометром – В.Ф.), проведенное с успехом в температурных диапазонах жидкого кислорода, жидкого азота и жидкого водорода, показали известное регулярное уменьшение. При температуре жидкого гелия, однако, Холст обнаружил нулевое сопротивление, которое вначале приписывали короткому замыканию где-нибудь в криостате. Измерение было повторено несколько раз…, но каждый раз обнаруживалось предполагаемое короткое замыкание» [129.С.41]. Последующие эксперименты с зигзагообразными образцами показали, что короткого замыкания нет. По-видимому, из этого факта Оннес сделал поспешный и необоснованный вы-

вод о том, что ток в образце течет без сопротивления, так как нет у него разности электрических потенциалов. Обнаруженный эффект исчезновения разности потенциалов Оннес вначале назвал супрапроводимостью, а позднее суперпроводимостью.

Это свое объяснение исчезновения разности потенциалов на участке проводника из твердой (замороженной) ртути Оннес незамедлительно и единолично опубликовал в ноябре 1911 года [131].

Кстати, «несмотря на то, что впервые абсолютное падение напряжения по показаниям гальванометра наблюдал Г.Холст, сделавший решающее измерение, он не был соавтором ни одной из ранних публикаций, которые следовали из работы с Камерлинг-Оннесом» [130.С.99]. Имя Г.Холста не упоминалось и в достаточно подробной Нобелевской лекции, прочитанной Хейке Камерлинг-Оннесом 13 декабря 1913 года [113]. В отношении этого факта В.Л.Гинзбург писал: «Впервые ясное и вполне определенное наблюдение сверхпроводящего перехода было сделано в Лейденской лаборатории производившим измерения Г.Холстом (Gilles Holst). Это был квалифицированный физик… Однако в статье Камерлинг-Оннеса [131], в которой сообщается об этих измерениях, имя Холста даже не упоминается. Не представляю себе, чтобы в наше время нечто подобное могло произойти в цивилизованной стране (впрочем, возможно я и ошибаюсь)» [31.С.113].

Из публикаций коллег Оннеса [129,130] следует, что измерения электрического тока производили зеркальным (световым) гальванометром. Это важно учитывать при выяснении того, что всё-таки измеряли гальванометром: электрическое сопротивление току или напряжение на концах проводника. Сам Оннес писал: «К концам резисторов присоединены ртутные нити, чтобы проводить ток и измерять разность потенциалов» [113.С.231]. Однако тут же утверждает, что «опыт не оставляет сомнений в том, что сопротивление в пределах погрешности измерений исчезло… Таким образом, при 4К ртуть перешла в новое состояние, которое, благодаря его особенным электрическим свойствам, можно назвать состоянием сверхпроводимости» [113.С.233]. В статье Р.Б.Оуботера читаем, что люди, проводившие измерения «сидели в темной комнате на расстоянии 50 метров, делая записи считываний сопротивления от гальванометра» [130.С.101]. Я.Нобель констатировал: «Холст, сидевший в центральной темной комнате, в которой были расположены несколько гальванометров лаборатории, увидел, что пучок света его гальванометра внезапно отклонился… И таким образом сверхпроводимость была обнаружена…» [129.С.42].

Приведенные выше сведения из цитат свидетельствуют, что измерения «электросопротивления» производились простыми зеркальными (световыми) гальванометрами.

Известно, что зеркальный гальванометр является высокочувствительным магнитоэлектрическим прибором для измерения

электрического тока. Работа данного прибора основана на действии постоянного магнита на катушку в виде прямоугольной рамки по которой идет измеряемый тока [47]. В этом гальванометре используется *подвес* подвижной рамки с током *на упругой нити* (металлической или кварцевой). Измерительная система такого прибора имеет *световой усилитель*, то есть указательная стрелка заменена лучом света от специального источника. Этот луч, отразившись от зеркальца, закрепленного вблизи подвижной рамки, попадает на измерительную шкалу. Шкала устанавливается на расстояние 1*м* от зеркальца. Следовательно, световой указатель (световое пятно на шкале) эквивалентен стрелке длиной 1*м*. Благодаря этому малому отклонению подвижной зеркальной части соответствует большое перемещение светового указателя на шкале измерения.

Использование *нитевой подвески* и *светового указателя* придает зеркальному гальванометру повышенную чувствительность не только к изменениям измеряемой величины, но и к любым внешним механическим, электромагнитным и другим воздействиям на него. С целью устранения негативных причин неточности измерений зеркальный гальванометр устанавливают строго горизонтально (по уровню) и перед измерением обязательно производят балансировку и юстировку измерительной системы этого прибора, что свидетельствует о недостаточной стабильности и, следовательно, точности его показаний.

Измерение зеркальным потенциометром осуществляется посредством определения угла закручивания α подвижной части измерительного механизма и его зеркала. Крутящий момент подвижной части прибора равен:

$$M_{кр} = k_{\text{кр}} \cdot I,$$

где I – ток или электродвижущая сила (э.д.с.);

$k_{кр}$ – коэффициент пропорциональности.

Механический момент противодействия $M_{пр}$ повороту подвижной части со стороны нити подвеса таков:

$$M_{пр} = k_{\text{кр}} \cdot \alpha,$$

где $k_{пр}$ – соответствующий коэффициент пропорциональности.

Измеренная величина определяется когда $M_{кр} = M_{пр}$, то есть когда $k_{кр}I = k_{пр}\alpha$. Следовательно, измеряемая гальванометром величина интегрального показателя электрического тока I будет равна:

$$I = \frac{k_{\text{ïð}}}{k_{\text{êð}}}\alpha = k\alpha,$$

здесь k – переводной коэффициент шкалирования по эталону.

Так по величине α судят о значении I пропорциональном разности электрических потенциалов или о напряжении U на исследуемом участке цепи, так как:

$$I = G(\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) = GU = k\alpha,$$

где G – коэффициент пропорциональности, называемый показателем проводимости ($G=1/R$);

φ_{max} и φ_{min} – электрические потенциалы на концах проводника;

R – коэффициент, характеризующий сопротивление электрическому току;

U – разность (падение) потенциалов или напряжение на измеряемом участке электрической цепи.

Из вышеизложенного следует, что простым зеркальным (или световым) гальванометром (при последовательном его включении в сеть) измеряют небольшую силу тока I, а при наличии энергетических потерь тока гальванометром, подключенным (как было у Оннеса) параллельно участку электрической цепи, измеряет разность потенциалов на участке проводника, т.е. φ_{max} - φ_{min}, которая является электрическим напряжением U между двумя точками на измеряемом проводнике.

Методика обработки результатов измерений «сопротивления» состояла у Оннеса в сопоставлении условных показателей разности потенциалов (оцениваемой по α) исследуемого проводника при температуре 0°С с аналогичной разностью потенциалов при низких температурах, например, при 4,2К [113.С.231]. На соответствующих графиках в публикациях [112,113], оцененное по ΔU «сопротивление» в долях от «сопротивления» проводника при обычной температуре, должно быть выражено в *милливольтах*, а

не в *Ом*ах. Заметим, что для измерения проводимости *G* или сопротивления *R* одного гальванометра не достаточно: нужен ещё и амперметр. Гальванометром электросопротивление не измеряют. Непосредственно электросопротивление измеряют омметром. Разность потенциалов не тождественна электросопротивлению, да и размерность у них разная.

Уже на основании вышеизложенного можно утверждать, что результаты опытов Оннеса и его коллег по «замерам электрического сопротивления гальванометром» не верны и поэтому доказательство открытия явления «сверхпроводимости» ошибочно.

По законам физики и по мнению самого Оннеса «необходима разность потенциалов, чтобы поддерживать ток» [113.С.234]. Следовательно, при отсутствии у проводника разности потенциалов (электрического напряжения), как в случае со «сверхпроводимостью», в «сверхпроводнике» не может быть ни тока, ни сверхтока, тем более переносящего электрическую энергию абсолютно без сопротивления.

Очевидно, что по сути дела Оннесом и его сотрудниками была обнаружена не «сверхпроводимость», а другое по физической природе явление, а именно переход токопроводящих материалов при закритически низких температурах в абсолютно диэлектрическое (не токопроводящее) состояние, то есть, наоборот, обнаружен переход металлов в состояние изолятора, а не в состояние сверхпроводимости [109].

Оннес в своей Нобелевской лекции сообщал: «Уже после самых первых экспериментов на сопротивление металлов мы получили удивительные результаты. В случае с платиновой проволокой не было нового возрастания сопротивления после достижения минимума, как этого можно было ожидать, если бы электроны, обеспечивающие проводимость, были бы сильно примо-рожены к атомам при низких температурах, но, наоборот, сопротивление перестало зависеть от температуры. Вывод, сделанный из результатов эксперимента, проведенного вместе с господином Клейем, … состоял в том, что в абсолютно чистой платине сопротивление исчезает в точке кипения гелия. Поэтому при самых низких температурах проводящие электроны не будут связаны, а факторы, мешающие их движению, исчезнут» [113.С.230]. «Тот факт, что сопротивление равнялось некоей константе, а не нулю, я приписывал незначительным примесям, даже в чистом золоте» [113.С.231]. «Как уже говорилось, опыт не оставляет сомнений в том, что сопротивление в пределах погрешности измерений исчезло. Но в то же время появилось нечто неожиданное. Исчезновение происходило не постепенно, а резко. От 1/500 сопротивление падает до одной миллионной при температуре 4,2К. При более низкой температуре (1,25К) можно констатировать, что сопротивление стало меньше, чем одна миллионная от сопротивления при нормальной температуре. Таким образом, при 4К ртуть перешла в некое иное состояние, которое, благодаря его особенным электрическим свойствам, можно назвать состоянием сверх-

проводимости» [113.С.233] или «супра-проводящим состоянием» [112.С.26]. «К концам сопротивления из ртутной проволоки прикреплялась разветвленная система проволок из одного металла для того, чтобы проводить ток и измерять разность потенциалов» [113.С.231].

Из вышеприведенных цитат следует, что Оннес всегда измерял не сопротивление току с помощью омметра, а оценивал его как-то опосредствованно, то есть по результатам измерения *разности электрических потенциалов на концах исследованного проводника*, что не равнозначно и поэтому ошибочно. При этом Оннес считал, что уменьшение разности электрических потенциалов свидетельствует исключительно только об уменьшении сопротивления току. Однако можно считать и так, что уменьшение разности потенциалов ведет к уменьшению тока за счет *увеличения* электрического сопротивления при понижении температуры вследствие усиления диамагнитного поля испытуемого проводника.

Дело в том, что сопротивление электрическому току зависит не только от температуры проводника, но и от его диамагнитной и, следовательно, диэлектрической проницаемостей и восприимчивостей. Было известно и самому Оннесу, что у проводника с током есть тепловое и холодное диамагнитное сопротивление электрическому току. Это диамагнитное сопротивление возникает от индукции током диамагнитного поля *B*, направленного против магнитного поля *H* электрического тока *I*.

Описывая работы по магнетизму супра-проводников, Оннес указал, что в одной работе доктора Бекмана, показано «до каких больших значений доходит магнитное сопротивление висмута при водородных температурах» [112.С.10]. И далее: «После открытия Вейесом магнетона результаты этой работы послужили для определения этой величины, которая, по-видимому, имеет важное значение для магнитных моментов всех атомов. Произведенное Перрье и мною исследование жидкого и твердого кислорода указало на отклонение закона Кюри, найденные нами затем и у парамагнитных солей. Продолжение этой работы с Остергейсом показало, что часть этих отклонений может быть объяснена молекулярным Вейесовским полем с отрицательным знаком» [112.С.11], то есть диамагнетизмом.

Отметим сразу же, что поле с «отрицательным знаком», создающее «магнитное сопротивление» электрическому току, и доходящее до «больших значений», это ничто иное как индуцируемое электрическим током диамагнитное поле проводника *B*.

Очевидно, что электросопротивление *R* и разность электрических потенциалов на концах исследуемого проволочного проводника являются разными, хотя и взаимно зависимыми, характеристиками. Поэтому нельзя считать, что разность потенциалов однозначно характеризует электросопротивление. Разность потенциалов и электросопротивление зависят от количества электричества (от электрического тока) *I*, проводимого данным проводником. Естественно, чем больше *R*, тем меньше электриче-

ский потенциал тока на входе его в исследуемый участок проводника и тем меньше *I*. Следовательно, разность потенциалов зависит от *R, I* и от начального электрического потенциала $\varphi_н$ на входе тока в проводник. Поэтому ошибочно было и остается утверждение о том, что по разности потенциалов можно однозначно определять величину и исключительно только электросопротивления проводника. Однако Оннес отождествлял, а его последователи, признающие сверхпроводимость электрического тока при закритически низких температурах, до сих пор считают, что понятия о разности потенциалов и об электросопротивлении являются почти синонимами и поэтому взаимозаменяемыми.

Оннес, указывая на существование для сверхпроводимости порогового значения тока, «которое находится тем выше, чем ниже температура», определил, что «при токах меньше этого значения на концах резистора нет разности потенциалов ... Но как только превышается это пороговое значение, необходима разность потенциалов, чтобы поддерживать ток. Тогда возникает (и это еще не объяснено) обычное сопротивление в проволоке» [113.С.234]. Здесь у Оннеса явная путаница. Не разность потенциалов нужна для тока, а входной потенциал электродвижущей силы (э.д.с.). Электрический ток и сопротивление ему создают разность потенциалов. Разность потенциалов есть следствие сопротивления, а не наоборот, как очевидно считал Оннес. Поэтому отсутствие разности потенциалов на концах «сверхпроводящей» проволоки свидетельствует об отсутствии в ней электрического

тока. Такое объяснение эффектам, обнаруженным Оннесом и его сотрудниками, представляется естественным и не противоречащим теории электричества. Оннес правильно утверждал, что в случае с его «сверхпроводимостью» электрического тока, которого нет в «сверхпроводнике», «закон Ома теряет свою силу» [113.С.235], что вполне очевидно. Закон Ома написан исключительно для электрического тока. Если нет разности электрических потенциалов на концах проводника, то это означает, что нет в нем ни тока, ни сопротивления ему. Удивляет, как в таком случае можно было сделать вывод не об отсутствии тока, а о его сверхпроводимости. Спрашивается, почему ученые поверили очевидно ошибочному утверждению Оннеса о «сверхпроводимости» электрического тока с нулевым сопротивлением при закритически низких температурах? Очевидно, что если у «сверхпроводника» нет разности электрических потенциалов (напряжения), и не действует закон Ома, то есть ничего нет, то невозможно определить значения электросопротивления и тока, так как их нет в проводнике. Только такой вывод следует из опытов Оннеса.

Считается, что Оннес обнаружил еще один чудесный эффект «сверхпроводимости», суть которого состоит в «обнаружении незатухающих токов» [113.С.211], что дает возможность создания вечного двигателя. Но очевидно, что обнаруживалась незатухающая намагниченность, а не вечный электроток.

Вот какие у Оннеса доказательства «незатухающих токов». В публикации его Нобелевской лекции читаем: «Рассмотрим

пример: замкнутый контур, охлажденный в магнитном поле, должен, если убрать поле, некоторое время имитировать амперный молекулярный ток… В полях ниже порогового значения, которое так и не было достигнуто во время опыта с маленькой катушкой, магнитного сопротивления не было вообще. В течение экспериментов, связанных с токами, сохраняющимися в сверхпроводниках в отсутствие электродвижущей силы, было достигнуто следующее. Ток, однажды порожденный, не прекращался часами, практически не меняясь в сверхпроводимой фольге» [113.С.235-236].

По данным Оннеса «в контуре наведенное постоянное магнитное поле не убывает после того, как убирали магнит от «сверхпроводящего контура». С другой стороны, в «сверхпроводнике» с током после отключения тока он не прекращался часами, практически не меняясь. Это и есть «незатухающие токи». Однако следует заметить, что о токах Оннес судит по наличию магнитного (точнее диамагнитного) поля вблизи «сверхпроводника». Из опытов Оннеса, а в последствие и других аналогичных опытов других авторов, следует только один правильный вывод: «сверхпроводники» сильно дианамагничиваются под влиянием внешнего магнитного и электромагнитного полей. Поэтому после удаления магнита от переохлажденного в жидком гелии проводника или после отключения его от источника постоянного тока в проводнике (названного ошибочно «сверхпроводником») всегда и долго сохраняется дианамагниченность, а не мистический элек-

трический ток.

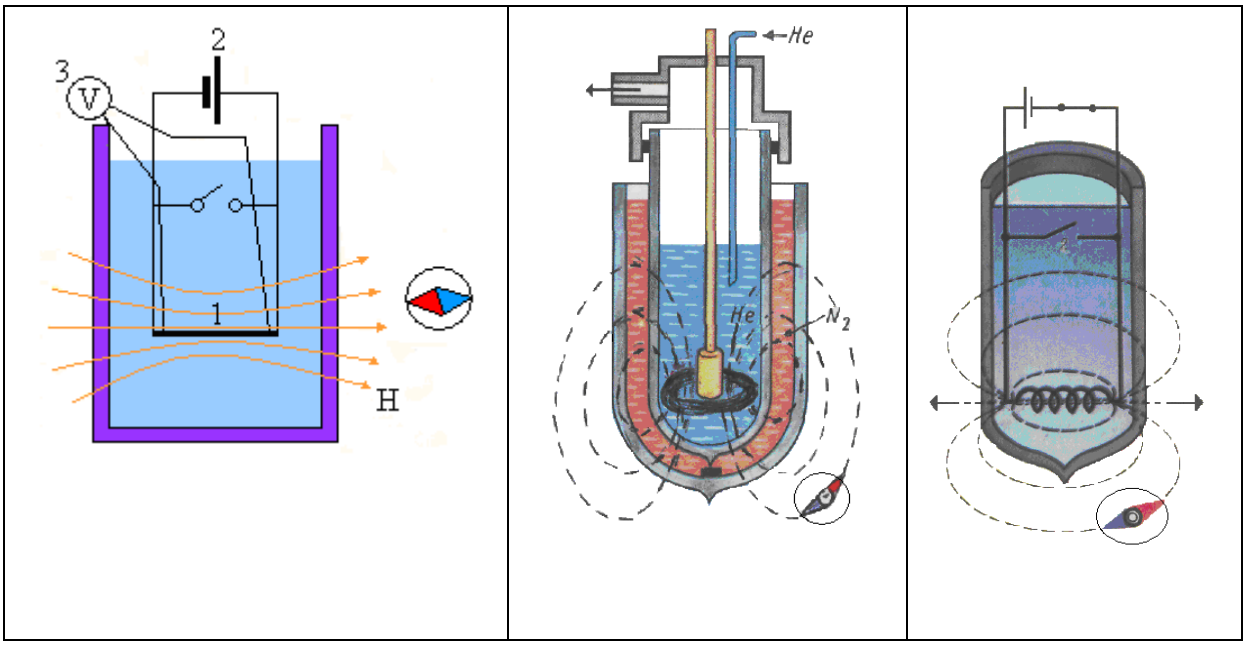
2.2. Анализ существующих объяснений эффекта «сверхпроводимости» электричества

Результаты первых исследований низкотемпературного электросопротивления платины и ртути Оннес опубликовал в 1911 г. В его статьях было показано большое уменьшение сопротивления платины, золота и ртути при сверхнизкой температуре жидкого гелия. Экстраполируя полученные данные до 0 К, Оннес высказал предположение о «сверхпроводимости», в частности, твердой (закристаллизовавшейся) ртути как наиболее чистого от примесей металла. Позднее в статье, написанной Оннесом к Третьему Международному конгрессу по низким температурам, состоявшемуся в сентябре 1913 г. в городе Чикаго, он написал: «Я уже склоняюсь к мнению, высказанному Дьюаром, что сопротивление должно стремиться к нулю при абсолютном нуле температуры, но результаты опытов при температуре жидкого гелия оказались совершенно неожиданными. Сопротивление очень чистой платины становится постоянным вместо того, чтобы проходить через минимум или бесконечно уменьшаться при стремлении температуры к абсолютному нулю». О предельных значениях уменьшения обычного электросопротивления при понижении температуры сплавов было известно, и объяснялось это наличием в них примесей. Считая, что только примеси препятствуют исчезнове-

нию сопротивления платины и, возможно, золота, Оннес решил производить опыты «с единственным металлом, из которого можно надеяться получить проводники самой высокой степени чистоты, а именно – с ртутью… Заранее можно было сказать, что сопротивление проводника из твердой ртути будет иметь измеримую величину при температуре кипения гелия, но упадет до ничтожной величины при более низких температурах, которых я мог бы достигнуть. Имея перед собой такую великолепную перспективу, можно было не считаться с трудностями. Они были преодолены, и результат опытов оправдал все ожидания. Не осталось сомнения в существовании нового состояния ртути, в котором сопротивление фактически исчезает… Ртуть перешла в новое состояние, которое в соответствии с его необыкновенными электрическими свойствами можно назвать сверхпроводящим состоянием» [119.С.9–10].

Позднее сам Оннес определил, что добавление к ртути значительного количества примесей не препятствует «падению сопротивления до нуля».

В первых своих опытах Оннес использовал *потенциометрический* метод расчетного определения величины электросопротивления, пропуская по платиновой проволоке, охлажденной до гелиевых температур, постоянный электрический ток (рис. 1, *а*). Позднее Оннес и другие исследователи стали использовать магнитометр для фиксации магнитного поля, а не электрического тока в «сверхпроводнике» (рис. 1, *б*, *в*).



а *б* *в*

Рис. 1. Схемы обнаружения «сверхпроводимости»:

а – обычная схема измерения малых электросопротивлений (*1* – исследуемый проводник, *2* – источник постоянного тока, *3* – микровольтметр);

б – измерение магнитного поля кольцеобразного образца;

в – измерение магнитного поля замкнутого контура только магнитометром (магнитной стрелкой)

Анализируя приведенные схемы обнаружения «сверхпроводимости», можно видеть, что они не являются прямыми доказательствами существования «сверхпроводимости» электрического тока.

В схемах *а* и *в* активные электросопротивления внутри дюара с гелием в случае R=0 создают эффект короткого замыкания электрической цепи, при котором невозможно возникновение

и существование «сверхпроводимости» с неограниченно большой силой тока (см. закон Ома). Последствия короткого замыкания для проводника и источника постоянного тока (батареи или аккумулятора), когда $R \to 0$, известны. При переходе проводника от нормальной проводимости ($R>0$) к «сверхпроводимости» ($R=0$), т. е. при резком падении электросопротивления ($R \to 0$), так же резко должен возрастать электрический ток проводимости ($I \to \infty$), а напряжение в сети от источника тока столь же интенсивно должно уменьшаться ($U \to 0$). При резком увеличении интенсивности тока, даже при аналогичном уменьшении удельного электросопротивления ρ, у реального провода плотность электрического тока также увеличивается и тепловыделение существенно возрастает. Поэтому переход провода в «сверхпроводящее» состояние при передаче им сверхсильно возрастающего электрического тока, даже при изначально очень маленьком электросопротивлении, не может происходить, во-первых, одномоментно – скачкообразно; во-вторых, известно, что токи больше некоторого критического значения разрушают наведенную «сверхпроводимость». Поэтому при $R \to 0$ и $I \to \infty$ «сверхпроводимость» не может возникнуть из-за закритически большого электрического тока в «сверхпроводнике».

В связи с проблемой «сверхпроводимости» обратимся к вышеупомянутому закону Ома. Он, как хорошо известно, формулируется, для участка проводника с током, так: «электрический ток I, идущий в проводнике, численно равен отношению падения

электрического потенциала $U = \varphi_1 - \varphi_2$ (где φ_1 и φ_2 – электрические потенциалы в начале и в конце данного участка проводника), которое часто называют напряжением и обозначают буквой *U*, к сопротивлению проводника *R* току *I*, то есть:

$$I = \frac{U}{R} .$$

Сопротивление конкретного проводника *R* зависит от его геометрических размеров и формы, а также от химического состава и внутренней структуры материала, из которого сделан проводник» [47.С.94].

Заметим, кстати, что падение напряженности электрического тока $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ обусловлено, то есть зависит от φ_1 и от сопротивления проводника *R* току *I*. И *U* и *R* характеризуют по-разному, но одно и то же – сопротивляемость проводника току *I*. Чем больше *R*, тем больше *U* и наоборот. Следовательно, со смысловой (физической) точки зрения, величину *U*, существенно зависящую от *R*, делить на *R* не вполне корректно.

Закон Ома в изложенной выше редакции используется при соблюдении следующих условий: при постоянной температуре проводника, без его деформации и при отсутствии или при неизменяющихся, проникающих извне, облучениях и др.

Если при каких-либо внешних воздействиях на проводник изменяется его внутреннее состояние, то *R* обычно увеличивается или уменьшается. Очевидно, что при снижении температуры проводника и при уменьшении его сопротивления *R* разность по-

тенциалов U тоже уменьшается. Но при этом, исходя из формулы закона Ома, ток I может остаться неизменным, увеличиваться или уменьшаться. Это зависит от изменения соотношения U и R.

Возможен и другой процесс. Если при понижении температуры проводника его сопротивление возрастает (как, например, у полупроводников), то есть при отрицательном температурном коэффициенте сопротивления (ТКС), то разность потенциалов (при постоянном φ_1) тоже увеличивается. Но, как и на сколько изменится ток опять-таки зависит от скорости (величин) изменения U и R.

Исходя из вышеизложенного, следует, что при R=0 и U=0. В экспериментах измеряемое падение электрического напряжения на участке «сверхпроводника» всегда равно нулю, то есть U=0. Поэтому очевидно, что при U=0 и даже если R=0, то получаем

$$I = \frac{U}{R} = \frac{0}{0} = 0,$$

и, следовательно, бывший проводник становится не сверхпроводником, а диэлектриком (изолятором). Получается, что ток «сверхпроводимости» равен нулю – его просто нет.

Если же при понижении температуры электросопротивление проводника возрастает до соответствующего, блокирующего ток, значения $R_{бл}$, то ток прекращается и U=0. То есть U=0 не означает, что и R=0. В рассматриваемом случае при U=0 значение $R \geq R_{бл}$, а $I = \frac{U}{R_{бл}} = \frac{0}{R_{бл}} = 0$.

В обоих рассматриваемых случаях при U=0 тока вообще и тока «сверхпроводимости» в частности, быть не может – проводники становятся диэлектриками (изоляторами).

В «сверхпроводниках» тока нет, нет электросопротивления, нет и выделения тепла. Академик Л. Д. Ландау не случайно по этому вопросу писал, что необычный «сверхпроводящий ток не должен переносить тепла. Это подтверждается известным фактом отсутствия термоэлектрических явлений в сверхпроводниках» [61.Т.2.С.380]. Тока «сверхпроводимости» нет, а что есть? Есть то, что измеряется во всех экспериментах со «сверхпроводимостью» – есть сильное дианамагничивание материалов.

Почему-то приверженцы идеи «сверхпроводимости» считают, что электричество в проводнике, имеющем сверхнизкую температуру, может возникнуть (индуцироваться) сверхток и куда-то течь под воздействием *постоянного магнитного поля*. Это утверждение антинаучно, так как противоречит электродинамике и практике. Постоянное магнитное поле не индуцирует дополнительный электрический ток. Оно может только намагничивать объект своего воздействия. Следовательно, в опытах с кольцами (см. рис. 1, *б*) мы имеем дело с намагничиванием, а не с электропроводностью в них.

С другой стороны, представляется необъяснимым, как это возможно, что в абсолютно замкнутом однородном кольцеобразном контуре (в кольце) будто бы может возникнуть электрический ток (при статических условиях влияния на кольцо каким-либо магнитным полем) и постоянно протекать там даже в от-

сутствие внешнего индуцирующего магнитного поля, если по условиям эксперимента во всех точках кольца действительно возникнет одинаковый электромагнитный потенциал напряжения. Однако известно же, что электрический ток всегда движется в направлении от большего к меньшему напряжению, а при постоянном напряжении в любом проводнике, в том числе и в кольцеобразном, тока (т. е. движения электрической энергии) нет и быть не может. Следовательно, утверждения о том, что в экспериментах с кольцами в них есть неуменьшающийся ток «сверхпроводимости», противоречит научным фактам и уже поэтому являются неадекватными и антинаучными.

Итак, уже изначально, т. е. с первых экспериментов по мнимой «сверхпроводимости», объяснение их результатов противоречит другим научным фактам, логике и здравому смыслу.

Констатируется очевидное: если измеряемое сопротивление проводника электрическому току равно нулю, т. е. электросопротивления нет, то это в первую очередь означает, что в проводнике нет электрического тока, проводнику нечему сопротивляться, поэтому нет искомого электросопротивления. Наличие же наведенного диамагнитного поля есть эффект дианамагничивания вещества в результате прохождения по нему постоянного электрического тока с его постоянным электромагнитным полем или же в результате воздействия на вещество внешнего постоянного магнитного поля. Утверждение о том, что после отключения постоянного электрического тока в «сверхпроводнике» действительно

R=0, а наведенное магнитное поле остается неизменным, убедительно свидетельствует об отсутствии в проводнике электрического тока, а также о намагниченности проводника и других веществ при описанных выше условиях экспериментов. Следовательно, в данном случае нужно говорить не о сверхпроводимости электричества, а о переходе ферромагнитных, парамагнитных и немагнитных тел к диамагнитному и, соответственно, к диэлектрическому состоянию. Вполне вероятно, что наведенное диамагнитное поле, противодействуя другим полям, запирает обусловленное ими прохождение по телу постоянного электрического тока.

Кстати, возможно, что этот же эффект «запирания», т. е. непропускания той части переменного тока, которая не совпадает (противоположно направлена) с возникающим диамагнитным полем соответствующего полупроводника, проявляется в выпрямителях и усилителях переменного электрического тока. Есть основания предполагать, что физическая природа «запирания» части переменного электрического тока в полупроводниковых выпрямителях имеет не электростатическую, не зарядовую сущность (p–n-переход), а магнитную (магнитно-диамагнитный переход). Разработка магнитной теории твердотельных выпрямителей переменного тока не является первоочередной задачей. Однако имеющийся практический опыт создания мощных полупроводниковых выпрямителей, а также биполярных и иных приборных транзисторов, с учетом их магнитной физической природы взаимодействия с электрическим током, вероятно, позволит со-

здать материалы со сверхдианамагничиваемостью при комнатных и более высоких температурах.

Вернемся к «сверхпроводимости» и подробнее рассмотрим опыты Оннеса. При потенциометрическом (косвенном) измерении (см. рис. 1, *а*) электросопротивление рассчитывается по показаниям миллиамперметра и гальванометра (милливольтметра) на основании известного закона Ома. При определении очень малых значений электросопротивления точность и чувствительность измерительных приборов должны быть очень большими. Возможно, что измерительные приборы, используемые Оннесом тогда (в 1911 г.), еще не имели достаточной чувствительности и точности для измерения сверхмалых величин параметров электрического тока (силы тока *I* и напряжения *U*). Вероятно, что, дойдя до пределов чувствительности миллиамперметра и гальванометра, Оннес не смог измерить остаточное электросопротивление ртути при температурах ниже 4,2 К. Этот «нулевой» результат инструментального происхождения мог быть ошибочно воспринят Оннесом как полное отсутствие электросопротивления у твердой ртути при ее глубоком переохлаждении до температур ниже 4,2 К.

В ряде литературных источников, например в [41] и [114], приводится как-то рассчитанная Оннесом зависимость электросопротивления ртути от уменьшения температуры (рис. 2).

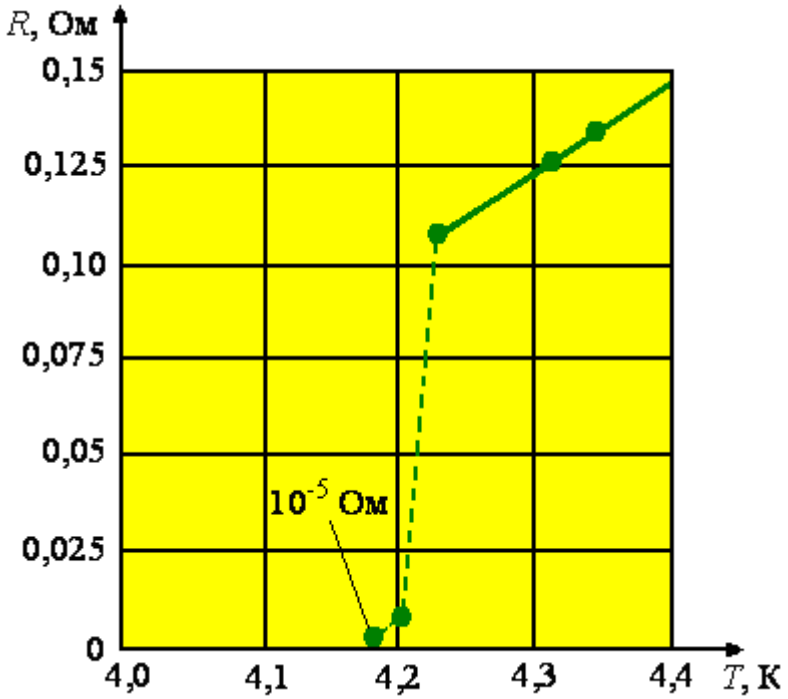


Рис. 2. Предполагаемая Оннесом зависимость электросопротивления ртути от температуры [79]

Можно утверждать, что обозначенные Оннесом значения электросопротивления ртути в 10^{-5} Ом при температурах ниже 4,2 К находятся в пределах постоянной ошибки измерений, обусловленной погрешностью приборов и неточностью методики измерений. Не случайно у Оннеса получился как бы «скачкообразный» переход к «практически нулевому» сопротивлению электрическому току. В этом отношении можно привести много примеров аналогичных «скачков». Скачкообразно, резко происходят кристаллизация чистых металлов и их плавление при постоянной (критической) температуре, но на протяжении некоторого времени. Тут, как и в опытах Оннеса, «скачок» не во времени, а в различии состояний, в факте перехода из одного состояния

в другое.

Первоначально Оннес утверждал, что при критической температуре сопротивление току падает, по крайней мере, в 10^6 раз. Позднее сам Оннес и Р. Грассман показывали, что электросопротивление в «сверхпроводящем» состоянии составляет меньше 10^{-12} сопротивления образца непосредственно над точкой перехода. А еще позднее Оннес и его последователи стали утверждать, что электросопротивление у многих металлов при гелиевых температурах исчезает вовсе, оно равно нулю (R=0). Это невероятное до сих пор мнение утвердилось в среде ученых-физиков после других экспериментов Оннеса и иных ученых с кольцеобразными проводниками. Но «экспериментально установить, что электросопротивление, равное нулю (ρ=0), принципиально невозможно. Можно лишь утверждать, что значение ρ меньше некоторого значения, определяемого точностью измерения» [9.С.332–333].

Видимо, зная, что способ прямого потенциометрического измерения электросопротивления недостаточно точен и сложен, Оннес разработал и широко использовал другой достаточно простой метод исследования электромагнитных свойств металлов, заключающийся в наблюдении за возможным затуханием характеристик магнитного поля, наведенного в кольцеобразном образце. Этот электромагнитный метод заключается в предположении, что индуцируется электрический ток в замкнутой цепи (кольце) под воздействием внешнего магнитного поля. Этот ток сопро-

вождается возникновением магнитного поля внутри и вокруг проводника, которое регистрируется (измеряется) при помощи магнитометра. После устранения внешнего магнитного поля в переохлажденном кольце сохранялось неопределенно долго наведенное магнитное поле, намного большее, чем наводящее. Этот факт был воспринят как незатухание электрического тока из-за отсутствия электросопротивления. Сохранение магнитного поля исследуемого образца после отключения электрического тока или после устранения внешнего магнитного поля было, как уже отмечалось, необоснованно названо Оннесом сверхпроводимостью электрического тока, а не сверхнамагничиваемостью.

Если же объективно, т. е. по результатам измерений, изобразить на графике обнаруженный Оннесом эффект, то его следует строить (в отличие от графика на рис. 2) в экспериментально измеряемых координатах: напряженность наведенного магнитного поля H и температура T. В таком случае нельзя говорить об электрической сверхпроводимости – несопротивляемости электрическому току. Наиболее вероятно, что обнаруженный эффект Оннеса является эффектом максимальной намагниченности, или сверхнамагничиваемости. Вопрос о правильности, об адекватности названия эффекта Оннеса будет еще подробно рассматриваться в данной публикации.

В апреле–июне 1914 г. Оннес продемонстрировал, что якобы ток, возбужденный однажды в замкнутом контуре при температуре ниже критической температуры $T_{кр}$, не только практиче-

ски не имеет электросопротивления, но и не ослабевает со временем. Несколько позднее в качестве доказательства своих умозаключений он перевез «сверхпроводящее кольцо с текущим по нему током из голландского города Лейдена в английский Кембридж» [119.С.6]. При проверке этого явления в СССР оказалось, что, действительно, магнитное поле, наведенное в сверхпроводящем кольце, сохранялось без изменения в течение более двух лет (март 1956 – сентябрь 1958 г.). Эксперимент этот был прекращен, так как дальнейшее его проведение стало нецелесообразным из-за больших затрат средств. Было оценено, что время, требуемое для исчезновения обнаруженного эффекта, составляет не менее 100 000 лет. В иностранной литературе имеются сведения о десятилетнем эксперименте с тем же результатом.

Открытое Оннесом явление, названное сверхпроводимостью, вот уже почти 100 лет активно исследуется. Однако физическая природа и сущность этого явления до сих пор остаются непонятыми, дискуссионными.

Полагаю, что прежде чем заявить (опубликовать) об открытии явления «сверхпроводимости», тем более как сенсационного открытия, автору необходимо было привести убедительные, неопровержимые доказательства. Для этого надо было осуществить дополнительные контрольные, уточняющие эксперименты. Эти эксперименты должны не косвенно, а непосредственно демонстрировать сверхсильную проводимость электрического тока. Так, например, Оннес, утверждая о «сверхпроводимости» элек-

трического тока мог бы убедить всех непосредственными наблюдениями «сверхпроводимости» именно электрического тока. Для этого, например, необходимо взять «сверхпроводниковую» проволоку, но находящуюся в обычном состоянии проводимости, то есть при комнатной температуре, и с ее помощью составить электрическую цепь постоянного тока с последовательным включением в нее электрической лампочки накаливания. Лампочка будет гореть. Но если потом часть провода охладить в жидком гелии и дождаться пока материал перейдет в «сверхпроводящее» состояние. В связи с переходом охлажденной части проволоки в диамагнитное состояние, лампочка, затухая, погаснет. Этот факт был бы прямым доказательством прекращения электрической проводимости, и что охлажденная часть провода стала диэлектриком (изолятором). Но если лампочка в конце эксперимента будет гореть намного ярче, то это было бы непосредственным подтверждением «сверхпроводимости» охлажденного участка провода. В подобном эксперименте вместо охлаждаемого участка «сверхпроводниковой» проволоки можно использовать «сверхпроводниковый» образец в виде цилиндра или проволоки. Однако таких экспериментов не было сделано и, следовательно, провозглашение «сверхпроводимости» не является обоснованным. Фиксированное Оннесом отсутствие разности электрических потенциалов на краях испытываемого образца не может приниматься за факт «сверхпроводимости» поскольку при этом не наблю-

далась даже малая проводимость электрического тока. Фактом здесь является намагничиваемость испытываемого образца.

В наши дни утверждается, что даже керамические материалы, то есть изоляторы, становятся «сверхпроводниками», но II рода. Следовало бы проверить так ли это. Для этого так же керамический образец из «сверхпроводника II рода» надо последовательно соединить обычным проводником (например, медной проволокой) с электрической лампочкой (или с другим нагревательным устройством способным фиксировать прохождение электрического тока, а не магнитное поле) и подключить к источнику постоянного тока. При этом лампочка гореть не будет. Но если образец охладить в жидком азоте, то есть перевести его в «сверхпроводящее» состояние, то, как следует из «теории сверхпроводимости» лампочка должна загореться. К сожалению, о такого рода экспериментах в общедоступной литературе нет информации возможно потому, что лампочка не загорается и это опровергает современную «теорию сверхпроводимости». Такие “отрицательные” результаты обычно признаются просто неудачными и придаются забвению. Но в науке всякие результаты важны для создания адекватной, объективной, истинной теории исследуемого явления.

Доказывая «сверхпроводимость» Оннес и его последователи, очевидно, исходили из правильного соотношения, что проводимость электрического тока G обратно пропорциональна электросопротивлению R конкретного проводника, то есть

$$G = \frac{1}{R} .$$

Удельная проводимость электричества σ также обратно пропорциональна удельному электросопротивлению ρ:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} .$$

Если считать, что при «сверхпроводимости» R=0 и ρ=0, то в таком случае чему будут равны $G = \frac{1}{R=0} = \frac{1}{0} = \infty$ и $\sigma = \frac{1}{\rho=0} = \frac{1}{0} = \infty$? По существующим математическим представлениям ответ на поставленный вопрос не очевиден, но он принципиально значим и поэтому актуален.

Дело в том, что в математике цифра (математический знак) ноль (0) имеет несколько смысловых значений – несколько сущностей и функций. Во-первых, ноль это обозначение абсолютного *отсутствия* чего-либо и его величины. Следовательно, ноль или нуль означает нисколько. В этом случае цифра ноль не есть число, так как не выражает никакую величину в количественном исчислении. На такой «пустой» ноль нельзя умножать или разделять действительные числа. При попытках сделать это числа остаются неизменными. Так, например, представляется очевидным, что любое число увеличить или уменьшить в ноль раз, то есть в нисколько раз, принципиально невозможно. По логике здравого смысла такие математические действия в реальности осуществить нельзя, поэтому умножаемое или делимое число

остается неизменным. Обозначим этот абсолютный ноль обычным написанием цифры ноль, то есть как 0.

Во втором смысле за ноль в теоретической математике представляется как неопределенное, но якобы *действительное число* неограниченно (бесконечно) малой количественной величины, то есть как 1/∞. Но это по сути дела не ноль в общепринятом понимании. Этот «ноль» обозначим полужирным написанием цифры ноль, то есть как **0**. Очевидно, что 0 и **0** – это разные нули и 0 ≠ **0**, так как **0** не есть нисколько, и по существу не является нулем. Знак **0** и не число. Он означает некоторое очень маленькое, неизвестное и неопределенное количество, приближенное к абсолютному нулю. Цифры ноль и знак бесконечность (∞) не являются числами. Числа всегда выражают определенное количество чего-либо. Ноль и бесконечность, как «нисколько» и как «неопределенно большое количество чего-либо», являются понятиями о мыслимых пределах границ абсолютной шкалы положительных натуральных чисел, а их обозначения, в виде 0 и ∞, не есть числа.

Практическая (прикладная) математика имеет дело только с действительными (натуральными, вещественными) числами *пригодными для счета*. В рамках практической математики нельзя числа делить или умножать на понятия, в частности на «нисколько» или на «неограниченно много» частей. Такие действия всегда приводят к ошибочному результату. И действительно попробуйте, например, некоторое количество (число) чего-либо практиче-

ски разделить на ноль, то есть на нисколько частей. Не получится. Аналогично этому арифметически нет возможности разделить или умножить натуральное число на неизвестные значения величин, обозначаемых как – ∞ и + ∞. Более того, не только на абсолютный ноль (0) и на ∞, но и на условный (предполагаемый) ноль (**0**), так же как на единицу (1), никакое действительное число на самом деле (объективно, принципиально) разделить или умножить нельзя, аналогично тому как фактически невозможно ни прибавить, ни отнять ноль от нормального числа. Поэтому все рассуждения о том, что по закону Ома в «сверхпроводнике» при R = 0 или при R = **0** возникает бесконечно большой ток, не имеют истинного смысла и не подтверждаются результатами экспериментов.

Поэтому очевидно, что арифметические действия с использованием разных по смыслу нулей дают и разные результаты. Убедиться в этом не сложно.

Цифра ноль имеет ещё и третье смысловое содержание. Она, находясь среди других цифр, выражающих действительное количество некоторой величины, выполняет роль разделения других цифр в их ряду и указывает на десятикратное увеличение или уменьшение количественной характеристики выраженной набором действительных чисел от 1 до 9. Эту третью суть и функцию цифры ноль мы не рассматриваем, так как она при расчете проводимости и «сверхпроводимости» противоречиво не проявляется.

Обращаясь к формулам проводимости необходимо решить вопрос, на какой ноль (на 0 или на **0**) следует разделить единицу, чтобы получить истинное значение проводимости при условии R=0 или ρ=0. Иначе говоря, необходимо определиться делить ли единицу на нисколько (на 0) или же на нечто, то есть на величину **0** исчезающе малого размера равного 1/∞.

Произведя формальные вычисления, получаем, что

в первом случае $G = \frac{1}{R=0} = \frac{1}{0} = 1$ и $\sigma = \frac{1}{\rho=0} = \frac{1}{0} = 1$,

а во втором варианте сомнительного расчета имеем такую количественную неопределенность:

$$G = \frac{1}{R=\mathbf{0}} = \frac{1}{\mathbf{0}} = \frac{1}{1/\infty} = \infty \quad \text{и} \quad \sigma = \frac{1}{\rho=\mathbf{0}} = \frac{1}{\mathbf{0}} = \frac{1}{1/\infty} = \infty .$$

Так как считается, что при «сверхпроводимости» электросопротивление исчезает полностью, его нет, то есть R и ρ равны абсолютному нулю 0, то необходимо признать, что при этих условиях G=1 и σ=1. Это означает, что теоретически максимально возможная проводимость может быть равной 1, но не более. Естественно, что минимальное значение проводимости электричества (если она есть) всегда больше нуля. Поэтому наибольший диапазон численных значений проводимости электрического тока ограничен так:

$$0 < G \le 1 \text{ и } 0 < \sigma \le 1 \text{ или } \mathbf{0} \le G \le 1 \text{ и } \mathbf{0} < \sigma \le 1.$$

Существующее сейчас понятие о «сверхпроводимости» сводится к утверждению о том, что при этом явлении показатели

«сверхпроводимости» являются неограниченно большими, то есть что $G = \infty$ и $\sigma = \infty$. Однако это противоречит действительности, так как бесконечная (нереальная) проводимость физически невозможна с точки зрения энергопереноса по реальному проводнику электричества.

Итак, так как проводимость не может быть больше 1 (единицы), то неограниченной «сверхпроводимости» электричества, в теперешнем её понимании, не существует.

Известно, что при жизни Оннеса в теоретической части физики было довольно широко распространено негативное идеалистическое воззрение, которое могло способствовать появлению у него мнения об открытии «сверхпроводимости» электрического тока. Дело в том, что на рубеже 19-го и 20-го веков развился идеологический кризис в физике [67]. Последствия этого кризиса не преодолены до сих пор. Сущность кризиса в теоретической физике состоит в уходе ведущих ученых от адекватного материалистического описания действительности в область нереалистичных представлений, выводов и теоретических гипотез, выдаваемых за теории. В те времена было модно мыслительно и математически «открывать» невероятные крайности, например, в виде бесконечно больших масс у сверх быстро движущихся тел или у элементарных частиц, а также что элементарные частицы вещества в состоянии покоя «обладают нулевой массой». Критикуя физиков-идеалистов, В.И. Ленин в работе «Материализм и эмпириокритицизм» 1909 г. отмечал, что по их теории «материя исче-

зает, а остаются одни уравнения», добавим, без соответствующих граничных условий и достаточных экспериментальных подтверждений. Провозглашения нулевых и бесконечно больших значений отдельных физических параметров воспринимались как величайшие достижения физики [67].

Ученые, утверждающие существование таких безграничных крайностей как нулевые и бесконечные числовые значения свойств объектов природы, быстро становились известными, популярными и поощряемыми. Поэтому стремление теоретически «открыть» что-либо необычное, удивляющее и поражающее воображение, было характерным для физики в период деятельности Оннеса. Вероятно, это модное стремление физиков к фундаментальным открытиям в теории физических явлений повлияло на то, что Оннес поспешно, без первоначального сомнения и последующего обстоятельного обоснования и, как оказывается, ошибочно, объявил миру об обнаружении им «уникального явления сверхпроводимости» электрического тока с нулевым сопротивлением и, следовательно, с бесконечно большой проводимостью электричества металлами.

Проблема явления, названного сверхпроводимостью, была и остается актуальной в теоретическом и практическом отношениях. Возможно поэтому Г. Камерлинг-Оннес, как руководитель работ, уже в 1913 г. стал лауреатом Нобелевской премии «за сжижение гелия и обнаружение эффекта сверхпроводимости» [111], хотя его объяснение данного явления и не соответствует

действительности.

Итак, при интерпретации описанных выше экспериментов Оннес ошибся, объявив, что открыл сверхпроводимость электрического тока, чем ввел в вековое по длительности и желательное заблуждение многих ученых всего мира.

Людям, особенно ученым, свойственно мечтать и верить в чудеса, в частности в то, что электрическая энергия может передаваться вдоль проводника абсолютно без сопротивления этому движению и, следовательно, без потерь проводимой по проводнику электрической энергии. Но, судя по общим законам природы, такого не может быть. И действительно, беспристрастный анализ первых же опытов со «сверхпроводниками» показывает, что, наоборот, проводники при низких закритических температурах становятся не только не сверхпроводящими, а превращаются в диэлектрики, то есть в изоляторы с идеальными диамагнитными или сверхдиамагнитными свойствами.

2.3. Эффекты, обнаруженные Оннесом и Б. Д. Джозефсоном

В работе Я. И. Френкеля читаем: «Камерлинг-Оннесу пришло в голову разрезать сверхпроводящее свинцовое кольцо, в котором был индуцирован электрический ток, и посмотреть, что при этом получится. Казалось, что ток должен прекратить-

ся; в действительности, однако, отклонение магнитной стрелки, регистрировавшей силу тока, при перерезке кольца нисколько не изменилось – так, как если бы кольцо представляло собой не проводник с током, а магнит» [111.С.5]. В литературе почти не упоминается «знаменитый когда-то опыт Оннеса со сверхпроводящим кольцом из свинца, в котором индуцированный ток не менялся при его рассечении» [111.С.18].

Много позднее Оннеса, в 1962 г., двадцатидвухлетний английский физик-теоретик (в то время еще аспирант по курсу экспериментальной физики в Кембриджском университете) Б. Д. Джозефсон, рассматривая свойства контакта между двумя сверхпроводниками, пришел к выводу о существовании совершенно необычных эффектов, связанных с возможностью протекания через достаточно тонкий слой диэлектрика сверхпроводящих токов. Из его теории следовало, что при нулевой разности потенциалов через диэлектрический барьер может протекать исходно постоянный сверхпроводящий ток, но чудесным образом преобразованный в высокочастотный туннельный ток. Вскоре после экспериментального обнаружения эффектов Джозефсона выяснилось, что и другие типы «слабых» контактов между двумя сверхпроводниками обладают *туннельным эффектом* – свободно «пропускают ток сверхпроводимости» [41]. Утверждается, что Джозефсоново туннелирование происходит при нулевой разности потенциалов электрического поля между двумя сверхпроводниками, разделенными диэлектриком, образуя сверхток:

$$J = J_o \sin(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где J_o – постоянная величина, а $\varphi_{1,2}$ – фазы некоторой волновой функции тока энергии по разные стороны от туннельного перехода (энергетического барьера) [101]. Это, по существу, есть формула тока смещения, проходящего через разделенные диэлектриком части «сверхпроводника». При этом очевидно, что электроны не перескакивают через «барьер», так как носителем в данном случае магнитной энергии является полевая материя, а не корпускулярные электроны. Поэтому в «контактах Джозефсона» нет электросопротивления. Однако, как следует из вышеприведенной формулы Джозефсона, электрический ток «сверхпроводимости» (если он там есть) все же зависит от $\sin(\varphi_1-\varphi_2)$, т. е. не является абсолютно неизменным, что противоречит наблюдениям и идее об идеальной проводимости.

Сейчас известно много других «туннельных контактов Джозефсона»: точечные контакты двух сверхпроводников, проводник с микросужением, контакт с прослойкой из нормального металла или с прослойкой из сверхпроводника с более низким значением критической температуры $T_{кр}$.

Но что такое известный в физике твердого тела туннельный эффект? Туннельный эффект, или *туннелирование*, – это преодоление микрочастицей вещества *потенциального барьера* в случае, когда ее полная *среднестатистическая* энергия E меньше высоты (энергии) барьера V. Однако при $E \approx const$ энергия микрочастицы, в частности электрона, не является величиной постоянной во

времени и по величине равной E. Распределение энергии одной и тем более множества микрочастиц носит статистический характер, т. е. при некоторой общей (полной) энергии E часть частиц имеет энергию меньше E, а некоторая часть частиц обладает энергией E больше V ($E>V$), и поэтому они «преодолевают барьер» с энергией преодоления V и оказываются там, где, казалось бы, их не должно быть. Вероятность преодоления энергетического барьера тем больше, чем меньше масса частицы и чем меньше $\Delta E = E - V$. Но всего вышеизложенного нет в «контактах Джозефсона». В них нет ΔE, так как измеряемая энергия (напряженность) магнитного поля по обе стороны материальной преграды (барьера) в виде диэлектрической прослойки между «сверхпроводниками» или зазора между ними одинакова ($E=V$). Следовательно, в так называемых «контактах Оннеса и Джозефсона», судя по идеальной однородности (неизменности) магнитного поля до и после «контактов», можно утверждать, что в них нет энергетических барьеров, нет и туннельного эффекта. А что есть? Есть непрерывность магнитного поля исследуемого образца, имеющего различные переходы от одной его части к другой.

На основании вышеизложенного и других фактов наведения и сохранения единого магнитного поля в образцах с разделенными их частями посредством тонких диэлектрических прослоек, зазоров, сужений, микроконтактов следует вывод, что в экспериментах Оннеса и Б. Д. Джозефсона образцы вели себя подобно постоянным железным магнитам при естественных температурах.

Известно, что обычный постоянный магнит, разделенный до намагничивания или после на множество частей, между которыми небольшие зазоры или немагнитные прослойки, тоже не теряет и не уменьшает свои магнитные свойства. При этом, как и в случае со «сверхпроводниками», нет туннельного эффекта (туннелирования) каких-либо микрочастиц, нет преодолений барьеров магнитным полем, так как практически нет самих барьеров в силу большой проницаемости магнитного поля.

Так как эффект неизменности магнитного поля в «сверхпроводниках» с «контактами Джозефсона» и разрезами Оннеса впервые обнаружил Оннес, а Б. Д. Джозефсон потом исследовал их, то этот эффект можно называть эффектом Оннеса–Джозефсона.

Эффект Оннеса–Джозефсона имеет принципиальное и существенное значение для достоверной теории пока что загадочного явления, обнаруженного Оннесом в 1911 г.

Проходимость электромагнитной энергии через «барьерные» контакты Онесса–Джозефсона можно объяснить установившейся в условиях закритически низких температур магнитной взаимосвязью элементов этих контактов.

В объяснении эффекта «контактов Джозефсона» с тонкими и с относительно большими диэлектрическими прослойками (изоляторами) между «сверхпроводниками», как и в случае с разрезами «сверхпроводников» Оннесом, нет ничего необычного. Исследователи таких контактов ожидали, что через слой изолятора ток протекать не может и «сверхпроводимости» быть не

должно. Это так и есть. Электрический ток в таком контакте отсутствует. Однако, в экспериментах магнитомеры показывали наличие магнитного поля во всей магнитной цепи. Это объясняется тем, что диэлектрики, будучи диамагнетиками, и как считается, «сверхпроводниками» 2-го рода, первыми переходят в состояние сверхдианамагниченности, чем не затрудняют, а даже способствуют переходу в состояние «сверхпроводимости», то есть в состояние сверхдианамагниченности, соседних «сверхпроводников» 1-го рода. Однонаправленные сверхдиамагнитные поля элементов «контакта Джозефсона» обеспечивают связь всех его частей по существу сверхдиамагнитнопроводящего контакта..

2.4. Опыты В. Мейсснера и Р. Оксенфельда

В работе [41] констатируется, что в 1933 г. немецкие физики В. Мейсснер и Р. Оксенфельд обнаружили поразительный эффект, состоящий в том, что кольцевой сверхпроводник, охлажденный ниже критической температуры $T_{кр}$ в постоянном во времени магнитном поле, самостоятельно переходит… в состояние «сверхпроводимости». Но это противоречит законам электродинамики, по которым в замкнутом контуре ток появляется только в том случае, если действующее на проводник магнитное поле меняется во времени. В опытах В. Мейсснера и Р. Оксенфельда магнитное поле было постоянным во времени, и поэтому

не существовало причин для возникновения в кольцевом (замкнутом) проводнике ни обычной проводимости, ни «сверхпроводимости» электрического тока. Известно, что по законам электродинамики только переменное (изменяющееся) магнитное поле индуцирует (создает) в проводнике электрическое поле и этим инициирует движение электронов, которому препятствует (противодействует, сопротивляется) основное вещество проводника. Ответственными за сопротивление току электрической энергии являются возбуждающиеся при этом электроны внутри атомов проводника.

Очевидно, что материал любого проводника электричества даже при сверхнизких температурах должен оказывать определенное сопротивление движению в нем электронов. Это утверждение соответствует общему представлению о веществе, научной логике и здравому смыслу. Однако, вопреки всему Мейсснером и Оксенфельдом якобы был установлен факт возникновения в металлах даже под влиянием небольшого и постоянного магнитного поля необыкновенной «сверхпроводимости» электронов с нулевым электросопротивлением проводника при необнаруживаемом экспериментально движении в нем электронов. Но такого не может быть.

Так как «сверхпроводимость» сопровождается появлением остаточной намагниченности кольцеобразного проводника, то в данном случае приходится объяснять эффект Мейсснера–Оксенфельда созданием в проводнике метастабильной магнитной

структуры материала, т. е. *намагничиванием*.

В. Мейсснер и Р. Оксенфельд, исследуя распределение магнитного поля вокруг сверхпроводников, установили, что напряженность магнитного поля вблизи сверхпроводника ***больше*** приложенного к нему внешнего магнитного поля. Этот факт В. Мейсснер объяснял, предположив, что внешнее магнитное поле, приложенное к проводнику до перехода его в сверхпроводящее состояние, распространяется в нем так же, как и вне его, а при переходе проводника в сверхпроводящее состояние магнитное поле вытесняется из него, усиливая магнитное поле вблизи сверхпроводника. Это спорное предположение получило широкое распространение несмотря на то, что наиболее логичным было бы объяснение увеличения напряженности магнитного поля усиленным намагничиванием проводника в условиях температур ниже $T_{кр}$.

В. Мейсснер и его сотрудник Р. Оксенфельд осуществили следующий опыт: вместо цельной проволоки из белого олова взяли оловянную трубку, поместив в ее внутренней полости маленькую катушку для измерения магнитного поля в этой полости путем поворота оси катушки. Было установлено, что при охлаждении трубки ниже $T_{кр}$ магнитное поле в полости не исчезало, и, более того, это остаточное поле сохранялось в полости трубки после полного выключения внешнего поля. Это, по мнению экспериментаторов, свидетельствовало о «замораживании» магнитного поля внутри трубки. Но это проще объяснить намагничива-

нием проводника при температурах ниже $T_{кр}$.

Аналогичное «замораживание» магнитного поля в полости сверхпроводящего оловянного шара было установлено английскими исследователями К. Мендельсоном и И. Баббитом в 1935 г. Подобное исследование провели В. О. де Гааз и О. А. Гино. В обоих случаях наблюдалось «увеличение напряженности результирующего магнитного поля во внешнем пространстве вблизи поверхности сверхпроводника. Так, например, в экваториальной области шара при переходе последнего в сверхпроводящее состояние напряженность магнитного поля увеличилась в полтора раза» [111.С.9].

Итак, экспериментами В. Мейсснера и Р. Оксенфельда, К. Мендельсона и И. Баббита, а также других исследователей установлено:

1) при переходе материала в особое состояние при температуре ниже критической ($T_{кр}$, К) и в результате воздействия на него электрическим, электромагнитным или магнитным полем в нем возникает магнитное поле существенно большее, чем при естественных, например, при комнатных температурах;

2) появившаяся намагниченность «замораживается», т. е. сохраняется после прекращения внешнего воздействия энергетическими полями: электрическим (постоянным током), переменным электромагнитным (индукция тока) и постоянным магнитным (непосредственное, прямое намагничивание).

2.5. К вопросу о физическом смысле «эффекта Мейсснера»

К. Мейсснер в своих научных трудах попытался теоретически обосновать факты увеличения магнитного поля вблизи «сверхпроводника» по сравнению с напряженностью воздействующего на проводник внешнего магнитного поля, установленные им и Р. Оксенфельдом в 1933 г., а затем в опытах с шаром К. Мендельсона и И. Баббита и др. Заметим сразу же, что факт инструментального необнаружения магнитного поля внутри сплошного (не полого) «сверхпроводящего» шара не означает, что его там нет. Это вполне удовлетворительно объясняется интерференцией – явлением, возникающим при наложении двух или большего числа волн или полей в одном и том же месте. В каждой точке внутреннего объема «сверхпроводящего» шара встречаются достаточно интенсивные элементы магнитного поля, идущие от внутренней поверхности шара с разных сторон. Встречные поля компенсируют друг друга, и этим создается впечатление об их малости или отсутствии, в частности, в центральной зоне шара. Так возникает внутри шара «экранирующий эффект» от взаимодействия внешнего и наведенного диамагнитного (противоположно направленного) поля в материале шара.

Считается, что В. Мейсснером и Р. Оксенфельдом установлено, что при температуре ниже критической магнитное поле

полностью выталкивается из сверхпроводника. Это предполагаемое явление называют теперь «эффектом Мейсснера». Указанное выше вытеснение или выталкивание магнитного поля (его силовых линий) из объема «сверхпроводника» проявляется, как утверждал В. Мейсснер, в увеличении напряженности результирующего магнитного поля во внешнем пространстве вблизи поверхности «сверхпроводника» [111]. Утверждение о самопроизвольном выталкивании магнитного поля из «сверхпроводника» означает, что в нем магнитная индукция B равна нулю (B=0). Если принять электросопротивление току «сверхпроводимости», как считается, тоже равным нулю (R=0), то это означает, что разность электрических потенциалов в любой точке «сверхпроводника» равна нулю ($\Delta\Psi$=0) и, следовательно, вектор напряженности электрического поля E в направлении предполагаемого сверхтока тоже равен нулю (E=0). При условии, что индукция B=0 и электрическое поле E=0, то какой-либо электрический ток в «сверхпроводнике» беспричинно не может течь. Поэтому ток «сверхпроводимости» I_s=0, то есть электрического тока в «сверхпроводнике» нет.

Обычно при постоянной напряженности электрического поля E источника тока на участке проводника тока не изменяется, то есть разности напряжений ΔE и электрических потенциалов $\Delta\Psi$ идентичны то, следовательно,

$$\Delta \text{Å} = \Psi_1 - \Psi_2 = \Delta\Psi,$$

где Ψ_1 и Ψ_2 электрические потенциалы в любых двух рассматри-

ваемых точках проводника. При условии R=0 получаем, что $\Psi_1=\Psi_2$, $\Delta E=\Delta\Psi=0$ то и I_s=0, так как нет необходимого для тока электрической энергии. Заметим кстати, что $R=0$ только тогда, когда на проводник не воздействует электрическое напряжение, и поэтому в нём нет электрического тока. Это очевидно. Реально ток в проводнике течет только при электрическом напряжении и при электросопротивлении R меньше некоторого критического сопротивления $R_{кр}$ данного проводника, то есть если $R < R_{кр}$. При $R \geq R_{кр}$ ($R_{кр}$ – критическое значение электросопротивления тела полностью запирающее, непропускающее, изолирующее электрический ток) ΔE или U (U – электрическое напряжение как разность электрических потенциалов на участке любого проводника, в том числе и «сверхпроводящего», так же равны нулю и, следовательно, электрический ток I=0. Экспериментально обнаруживаемое отсутствие у «сверхпроводников» напряженности электрического поля, то есть $\Delta E=U$=0, доказывает, что в состоянии «сверхпроводимости» ток I=0, так как для тока (направленного движения электронов) в «сверхпроводниках» нет необходимого полевого электрического потенциала - напряжения.

Утверждается, что «Мейсснер и Оксенфельд обнаружили не только отсутствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник, но и «выталкивание» этого поля из первоначально нормального токопроводящего образца, когда он охлаждается ниже температуры $T_{кр}$» [111.С.8], и якобы поэтому увеличивается напряженность H вне «сверхпроводника».[138]

Экспериментально установлено, что увеличенное внешнее магнитное поле *H* разрушает «сверхпроводимость» (см. п.2.6, рис.4 и п.3.5, рис.7). Поэтому Я.И. Френкель сомневался в истинности объяснений «эффекта Мейсснера». Он задавался таким вопросом: «Если магнитное поле не может проникнуть внутрь сверхпроводника, то спрашивается, каким же образом увеличение внешнего магнитного поля может восстанавливать нормальное сопротивление тела». Тут же Я.И. Френкель так излагает ответ Мейсснера на поставленный вопрос: «Для объяснения этого обстоятельства необходимо допустить, что на самом деле внешнее *магнитное поле до некоторой степени проникает в поверхностный слой сверхпроводящего* тела, где при достаточной интенсивности и вызывает разрушение сверхпроводимости и восстановление нормального сопротивления» [111.С.10].

Иначе говоря, объяснение «эффекта Мейсснера» основывается на предположении что ток «сверхпроводимости» течет только в приповерхностном слое «сверхпроводника» и его диамагнитное поле блокирует и вытесняет из образца магнитное поле обычного электрического тока. В таком случае получается что, пропуская обычный электрический ток по «сверхпроводнику», в нем течет не только прежний ток, но и *новый* ток «сверхпроводимости» с его диамагнитным полем, направленным против магнитного поля обычного тока. Но одновременное сосуществование в «сверхпроводнике» прямого (обычного, пропускаемого) и

обратного «сверхпроводящего» токов без их взаимного противодействия и, следовательно, сопротивления невозможно.

Следующее замечание. По Мейсснеру ток «сверхпроводимости» течет только в поверхностном слое провода с малым углублением λ. Однако английский физик А. Пиппард, советские физики В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау и другие ученые доказывали, что в промежуточном периоде перехода металлического образца от «сверхпроводящего» состояния (S) к нормальному (N) во всем объеме материала появляется две фазы: S-фаза (область) «сверхпроводимости» и N-фаза в виде каналов нормальной проводимости. Утверждалось, что по мере перехода металла от «сверхпроводящего» состояния к нормальному состоянию S-фаза «тает», а N-области увеличиваются и, наконец, S-фаза исчезает полностью (см. об этом, например, в [41.С.36–37] и [79.С.28–30] и др.). В указанной литературе есть даже фотографии низкотемпературных S- и N-фаз промежуточного периода обратного перехода металла от «сверхпроводимости» к нормальной проводимости электричества с сопротивлением. Но нигде подробно не описывается как были получены эти фотографии. Заметим, что наблюдать и фотографировать S- и N-фазы структурных областей «сверхпроводящего» и нормального электрического тока возможно только в условиях дюара и в среде жидкого гелия при температуре меньше $T_{\text{кр.}}$ Кроме того, промежуточный период прямого и обратного переходов фазового перехода второго рода ($N \rightarrow S$ и $S \rightarrow N$) краткосрочен, что усложняет фотосъемку структур

материала в этот период. И, наконец, следующее. Фотографирование N и S фаз невозможно сделать, так как для этого надо, чтобы по образцу проходили по соответствующим каналам фаз электрические токи (обычный и «сверхпроводящий»), а фотоаппарат должен быть внутри «сверхпроводника». Однако таких возможностей непосредственного фотографирования N- и S-фаз электрического тока пока нет. Однако часто утверждается, например, то, что «размеры S- и N-областей могут быть порядка миллиметра, их можно видеть даже невооруженным глазом, покрывая поверхность образца тонким магнитным или сверхпроводящим (диамагнитным) порошком. Магнитные порошки притягиваются полем и располагаются на выходе нормальных слоев» [71.С.30]. Заметим здесь же, что нанесение порошка на поверхность образца можно сделать только вне камеры глубокого охлаждения (дюара) и при температурах на много больших $T_{кр}$, например, при комнатной температуре, когда в образце уже не две, а одна N-фаза.

Множественное «кучкование» ферромагнитного порошка на поверхности образца прежде «сверхпроводящего» электрический ток не является свидетельством присутствия в нем N- и S-фаз электропроводности и соответствующих им S- и N-токов. Неравномерность распределения порошка на срезе теплового «сверхпроводника» логичнее объяснить наличием в образце остаточной неравномерной намагниченности материала в его объеме, так как различные домены размагничиваются после перехода $S \rightarrow N$ с разной скоростью.

Остаточная намагниченность всего объема образца в период и после *S–N* фазового превращения, как считается, 2-го рода доказывает, что при «сверхпроводимости» весь объем материала был в состоянии дианамагниченности и, следовательно, магнитное поле не вытесняется за пределы образца, как утверждал В. Мейсснер.

Остается пока дискуссионным вопрос, связанный с «эффектом Мейсснера», где в проволоке течет электрический ток «сверхпроводимости» – в приповерхностном слое или же во всем объеме «сверхпроводника»? Из вышеизложенного следует, что в «сверхпроводнике», при температурах менее $T_{кр}$, тока нет, так как его сильное диамагнитное поле пронизывает весь материал, делая его диэлектриком.

Еще одно замечание к теории «эффекта Мейсснера». Некоторые современные ученые считают, что «сверхпроводник охлажденный ниже $T_{кр}$ в *постоянном во времени* и отличном от нуля магнитном поле, *самопроизвольно* «выталкивает» *это поле из своего объема*, переходя в состояние дианамагниченности (изолятора), и что это является результатом наложения двух полей – однородного *внешнего* и неоднородного внутреннего приповерхностного магнитного поля от экранизирующего тока сверхпроводимости (мейсснеровского тока), создающего *внутри* объема образца магнитное поле *равное и противоположное* внешнему» [41.С.12].

В приведенном изложении суждений автора книги [41] вид-

но, что им осуществлена попытка совмещения ошибочного представления о *вытеснении* магнитного поля из «сверхпроводящего» материала с объемным принципом суперпозиции (наложения) и законом интерференции полей. Здесь уместно вспомнить, что результатом наложения (суперпозиции) однородных полей является не «вытеснение», не «выталкивание» одного другим, а их интерференция – алгебраическое сложение, приводящее к усилению или ослаблению результирующего поля в зависимости от совпадения или не совпадения направления взаимодействующих полей.

Не соглашаясь с идеей В. Мейсснера о выталкивании или вытеснении магнитного поля из «сверхпроводника», необходимо признать суперпозицию (совмещение) *внешнего* и «самопроизвольно» возникающего *внутреннего* полей и их интерференцию, которая всегда при равенстве, например, ферромагнитного (внешнего) и внутреннего антиферромагнитного (диамагнитного) полей дает нулевой результат. В связи с этим вторая часть изложенного выше суждения из книги [41] представляется логически правильной. Но далее И. М. Дмитренко, автор работы [41], вполне обоснованно написал: «Но нельзя понять причину, которая вызывает появление данной упорядоченной системы токов. Мы хорошо знаем, что в замкнутом контуре ток появляется только в том случае, когда магнитное поле меняется со временем. В случае эффекта Мейсснера поле *постоянно со временем*. Нет никаких причин (с точки зрения классической электродинамики)

для появления токов» [41.С.12–13].

В отношении суперпозиции магнитных полей и их интерференций справедливы следующие аргументы.

1. В любом электропроводящем теле, то есть находящимся под воздействием изменяющегося потенциала электрического поля *E*, есть сопутствующие электрическому току *I* максимально возможное магнитное поле *H* и возникающее в проводнике противоположно направленное, то есть диамагнитное поле самоиндукции *B*. У проводников электричества

$$\acute{I} = -\frac{\hat{A}}{\mu} \text{ или } \acute{I} \approx -\hat{A},$$

где $\mu = 1 + \chi$ – магнитная проницаемость $1 < \mu < 1$, а

χ – магнитная восприимчивость.

В силу суперпозиции и интерференции полей *H* и *B* получается результирующее, суммарное поле H_{Σ}. Так как *B* в проводнике с электричеством всегда меньше *H*, то суммарное (реальное) магнитное поле H_{Σ} проводника всегда меньше Н и оно не может при неизменном электрическом напряжении безпричинно и самопроизвольно увеличиваться. Это противоречит мейсснеровскому «выталкиванию» и «самопроизвольному увеличению» магнитного поля только вне проводника при переходе его в «сверхпроводящее» состояние.

2. В случае воздействия на тело, находящееся при температуре ниже $T_{кр}$, только постоянным магнитным полем *H* (без электрического поля *E*) от внешнего источника, через вакуум или

другую магнитопроводящую среду, получаем в теле то же поле H и противоположно направленное (диамагнитное) поле $–B$. При определенной дианамагниченности образца, то есть когда $–B=H$, напряженность суммарного магнитного поля H_{Σ} в образце равна нулю, то есть $H_{\Sigma}=[H+(–B)]=0$. Это вероятно и было получено в определенных экспериментах В. Мейсснера, Р. Оксенфельда и других исследователей. Но если достигнув равенства $|–B| = |H|$ продолжить воздействовать на «сверхпроводник» (при $T<T_{кр}$) полем H, то в нем происходит дополнительная поляризация атомных и/или молекулярных диполей и увеличение напряженности (силы) диамагнитного поля на ΔB. В итоге результирующее уже сверхдиамагнитное поле $B_{\Sigma}=(B+\Delta B)$ становится больше внешнего поля H. Физическая природа эффекта значительного увеличения диамагнитного поля (сверхдианамагничивания) тел при температурах меньше $T_{кр}$ – низкотемпературной точки Кюри, будет подробно рассматриваться далее.

Существующие представления и теория «эффекта Мейсснера» вызывают еще много вопросов и сомнений. Рассмотрим некоторые из них.

1. Какие такие загадочные силы выталкивают из проводника внешне приложенное магнитное поле после перехода проводника в диамагнитное «сверхпроводящее» состояние? По какой причине магнитное поле, вызывающее «сверхпроводимость» электронов в «сверхпроводнике», вытесняется из него, а «сверхпроводимость» электронов остается? Если внешнее поле выталкива-

ется появившимся собственным (внутренним) противоположно направленным полем, то оно-то уж должно быть в материале, а его, как предположил В. Мейсснер, там нет. А если внешнее и собственное поля внутри «сверхпроводника» накладываются друг на друга и взаимоуничтожаются, то почему для обеспечения эффекта Мейсснера эти поля должны быть непременно противоположно направленными, равными по величине и равномерно распределены в объеме «сверхпроводника»?

Если объяснять «мейсснеровский эффект сверхпроводников», т. е. отсутствие магнитного поля внутри «сверхпроводника» взаимоуничтожающим действием внешнего и внутринаведенного полей (а такое объяснение существует [111]), то почему это *аннулирование* полей одновременно и *вытесняет* (выталкивает) прежде проникающее в «сверпроводник» внешнее магнитное поле за пределы «сверхпроводника», усиливая тем самым магнитное поле вблизи него?

Я. И. Френкель в упомянутой выше работе [111.С.9] по поводу природы «эффекта Мейсснера» написал так: «…Находясь во внешнем магнитном поле, сверхпроводник ***намагничивается***, но не в направлении поля, как, например, железо, а в ***противоположном направлении***, и притом таким образом, чтобы магнитное поле, обусловленное этим намагничиванием, в точности уничтожало внешнее поле внутри сверхпроводника». Никто из ученых не объясняет, почему, собственно, намагничивание материала, будучи в «сверхпроводящем» состоянии, должно быть именно

таким необычным, чтобы оправдать предположение Мейсснера о *выталкивании* магнитного поля из «сверхпроводника».

Соглашаясь с Я. И. Френкелем о дианамагничиваемости «сверхпроводников», утверждаем, что возникающее в «сверхпроводнике» диамагнитное поле не выталкивает внешнее магнитное поле, а, налагаясь, как бы компенсирует его, и тогда внутри «сверхпроводника» может быть, что суммарная напряженность магнитного поля равна нулю. В таком случае напряженность внешнего магнитного поля вблизи «сверхпроводника» должна не возрастать, а уменьшаться, что противоречит фактам.

2. Если магнитное поле не проникает, а выталкивается из переохлажденного «сверхпроводника», то как с его помощью в проводнике все же возбуждается, как утверждается, электрический ток «сверхпроводимости»?

3. Если внешнее магнитное поле H не может проникнуть внутрь «сверхпроводника», а он как-то превращается из ферромагнетика или парамагнетика в идеальный диамагнетик, то каким образом увеличение внешнего магнитного поля разрушает диамагнитную «сверхпроводимость» и вновь восстанавливает нормальное состояние? С другой стороны, как абсолютный диамагнетик «замораживает» магнитное поле, если его в «сверхпроводнике» как бы и не существует из-за «эффекта Мейсснера»?

Следуя литературным источникам, «эффект Мейсснера» нужно понимать как возникновение в «сверхпроводниках» особенного диамагнетизма, который, по Мейсснеру, не является пе-

ремагничиванием, например, ферро- или парамагнитного тела в противоположном направлении по отношению к направлению приложенного внешнего магнитного поля H, а есть какое-то необычное «выталкивание» внешнего поля из «сверхпроводника» без возникновения (без индукции) собственного магнитного поля H_c внутри его. То есть «эффект Мейсснера» – это переход «сверхпроводника» только к внутренней немагнитности, а в вблизи его поверхности возникает и сохраняется, в отсутствии ранее приложенного магнитного поля H, значительное магнитное поле, связанное со «сверхпроводником».

В объяснении так называемого «эффекта Мейсснера» все изрядно запутано.

Существует мнение, что исчезновение магнитного поля внутри сверхпроводника можно доказать непосредственно, вводя в толщу сверхпроводника изолированную висмутовую проволочку. Сопротивление висмута, особенно при низких температурах, возрастает с увеличением магнитного поля. Поэтому исчезновение магнитного поля в «сверхпроводнике» можно обнаружить по увеличению силы тока, проходящего через висмутовую проволочку (при постоянном напряжении). Однако известно, что изменение сопротивления (ΔR) висмута под влиянием магнитного поля составляет примерно 5%. Даже специальная висмутовая спираль, предназначенная для измерения силы магнитного поля, обладает невысокой точностью (~2%) и ограниченной чувствительностью. Сопротивление висмута сильно зависит от температуры.

И не известно возрастание силы тока в висмутовой проволочке, находящейся внутри «сверхпроводника» при гелиевых температурах, происходит от исчезновения магнитного поля в «сверхпроводнике» или от резкого уменьшения электросопротивления в связи с глубоким ее охлаждением. По вышеуказанным причинам некоторое изменение силы тока в висмутовой проволочке, вставленной в отверстие «сверхпроводника», нельзя считать экспериментальным доказательством «эффекта Мейсснера». Это умозаключение правильно еще и потому, что «изолированная висмутовая проволочка» находится все же вне тела «сверхпроводника», а вне его, как известно и по Мейсснеру есть значительное магнитное поле.

Вывод: существование «эффекта Мейсснера» как явления выталкивания магнитного поля из «сверхпроводника» нельзя считать доказанным ни теоретически, ни экспериментально.

Допустим на минуту, что «сверхпроводник» выталкивает из себя прежде проникшее в него внешнее магнитное поле и поэтому оно становится сильнее вблизи «сверхпроводника». Однако после того как внешнее магнитное поле устранено, у «сверхпроводника» не исчезает и не уменьшается его «замороженное» поле (см., например, рис. 1, *б*). Это свидетельствует о намагниченности «сверхпроводника», а не о его невосприимчивости внешнего магнитного поля.

Следовательно, так называемый «эффект Мейсснера» по усилению магнитного поля вблизи «сверхпроводника» состоит

не в том, что оно концентрируется вследствие непонятного вытеснения в приповерхностный слой «сверхпроводника», а наоборот, в нем создается более сильное диамагнитное поле выходящее и за его пределы. Это происходит аналогично тому, как усиленно намагничивается, например, динамная сталь при комнатных температурах.

Итак, анализ экспериментов, объясняемых «эффектом Мейсснера», приводит к выводу о том, что под действием даже частичной диаполяризации атомов вещества (дианамагничиваемости) в теле инициируется (самоиндуцируется, происходит) дополнительная диаполяризация атомов, которая усиливает дианамагничиваемость тела вплоть до полного диамагнитного насыщения, то есть до максимально возможного значения напряженности диамагнитного поля. Это сверхдианамагничивание веществ позднее будет рассмотрено подробно.

Вышеизложенное является очередным аргументом в доказательстве того, что рассматриваемое состояние веществ, называемое «сверхпроводимостью», является по существу состоянием усиленного диамагнетизма, т. е. сверхдиамагнетизма, упоминаемого в работе [24].

2.6. Диамагнитная левитация не по причине «сверхпроводимости» электрического тока

В физике под левитацией понимают не механическое, а магнитное поднятие и зависание, т.е. парение или свободное плавание различных тел в воздушном пространстве или в вакууме. Различают эти магнитные подвесы по происхождению подъемной силы магнитных полей. Явление левитации (подвеса) вызывается разнополярностью и отталкиванием двух взаимодействующих магнитных тел. Левитация от взаимовлияния пара - и/или ферромагнитных тел хорошо известна. Очевидно, что наиболее сильное отталкивание тел происходит при взаимодействии намагниченного ферромагнетика и диамагнетика. Вероятно, первым исследователем этого взаимодействия и наиболее активно Вернер Браунбек. Он в 1939 г. теоретически рассмотрел систему, в которой одновременно действуют гравитационное, магнитное и диамагнитное поля. Он показал, что левитация возможна. Тогда же им был осуществлен свободный подвес в узкой полости вертикально расположенного электромагнита (с $B \approx 2–3$Т) графита в виде стерженьков размером около 1 см и весом до 75 мг [102.С.25]. Эксперимент был проведен и с бусинками графита [128]. Графит является диамагнетиком и намагничиваясь в противоположном направлении относительно действующего на него магнитного поля, и противодействуя ему, отталкивается, приподнимается, т. е. левитирует. Все это происходит при комнатных

температурах, и ничего тут необычного нет. Однако потребовалось полвека, чтобы после Браунбека переоткрыть возможность левитации обычных, и имеющих комнатную температуру, материалов. Только в 1991 г. Э. Брюнон и Р. Тюрнье подняли в магнитном поле Биттер-магнита воду и некоторые органические материалы. Вскоре были обнаружены комнатнотемпературные диамагнитные левитации жидкого водорода и жидкого гелия, а также яиц лягушки. Теперь установлено, что левитируют в магнитном поле дерево, сыр, пицца, лягушки, мыши, кузнечики, протеин, алмаз, молекулы ДНК и многое другое [102,128]. Причем это все комнатнотемпературные диамагнитные левитации объектов.

Лауреат Нобелевской премии по физике за 2010 г. Андрей Гейм еще в 1998 г. писал, что он совместно с Жан Кинс Мааном и Петером Майном заново открыли диамагнитную левитацию. В их экспериментах левитировало практически все. Причем магнитные поля, использовавшиеся в экспериментах, уже были доступны в течение нескольких десятилетий. Требовался только час работы, чтобы получить левитацию при комнатной температуре [128].

Давно было известно, что использование идеального супер- или сверхдиамагнетизма «сверхпроводников» (т.е. использование усиленного низкотемпературного диамагнетизма «сверхпроводников») должно усиливать эффект левитации.

С целью изучения влияния низкотемпературного сверхдиамагнетизма так называемых «сверхпроводников» по просьбе В.

К. Аркадьева и, по-видимому, с его участием был выполнен в 1945 г. первый эксперимент по «сверхпроводниковой» левитации. Охлаждение диамагнетиков («сверхпроводников») производили до температур жидкого гелия. Считается, что при сверхнизких температурах диамагнетики становятся «сверхпроводниками» даже если по ним не пропускается электрический ток. В таком случае получаемую усиленную диамагнитную левитацию стали называть, без должного на то обоснования, «сверхпроводниковой».

Во вступительной статье Б. А. Введенского и Н. Н. Малова к Избранным трудам В. К. Аркадьева написано, что В. К. Аркадьев выполнил блестящий опыт с «плавающим магнитом», что «он поместил в жидкий гелий свинцовую пластинку и бросил на нее небольшой магнит. Возникшие при этом в сверхпроводящей пластинке токи были так велики, что благодаря электромагнитному взаимодействию с ними магнит после некоторых движений вверх и вниз «парил», вися над пластинкой почти неподвижно» [4.С.9]. Ни здесь, ни позднее в публикациях В. К. Аркадьева и его последователей не объясняется, как это под действием постоянного магнита в пластинке появляются сверхтоки электричества.

Сам В. К. Аркадьев в статье «О силах, действующих на диамагнитные тела» писал: «Применяя сильно диамагнитные тела, каковыми являются сверхпроводники, можно при небольшом магнитном поле иметь подвес с большой подъемной силой.

Обертывая задачу, можно заставить над сверхпроводником

парить магнит.

Сверхпроводник рассматривают как тело с магнитной проницаемостью $\mu = 0$. Ни одна линия поля магнита не входит в сверхпроводящую пластину. Это значит, что вблизи пластины линии магнитного потока магнита деформируются так, что их границей является поверхность пластинки, т. е. плоскость. Это может быть только тогда, когда в поверхности пластинки магнитное изображение магнита, в точности и во всех отношениях ему равное и симметрично с ним расположенное относительно поверхности. При этом силовой поток магнита оказывается односторонне сжатым. Вследствие этого сверхпроводящая пластинка должна действовать отталкивающим образом на всякий магнит» [4.С.301–302]. Из приведенной цитаты, очевидно, что В. К. Аркадьев признает факт левитации как результат взаимодействия магнита (магнитного поля) и его «изображения», т. е. дианамагниченной пластинки под магнитом.

Если принять, что у «сверхпроводника» магнитная проницаемость μ всегда равна нулю, то он не может дианамагничиваться под влиянием внешнего магнитного поля, а в действительности он сильно дианамагничивается. Следовательно, вначале магнитное поле проникает в «сверхпроводник», как и в комнатнотемпературные диамагнетик (при этом $\mu >> 0$); оно вызывает (индуцирует) в «сверхпроводнике» усиленное диамагнитное поле и, как результат взаимодействия магнитного и диамагнитного полей, появляется диамагнитная левитация магнита или «сверхпровод-

ника». После перехода «сверхпроводника» в сверхдиамагнитное состояние в него действительно не может проникнуть поле магнита и магнитная проницаемость внешнего магнитного поля в сверхдиамагнитное тело действительно может быть равна нулю.

Продолжим цитирование: «Описанные явления парения возможны благодаря тому, что магнитное поле изображения заметно не размагничивает самый магнит. Для этого он должен обладать достаточной коэрцитивной силой. Приближение к сверхпроводящей поверхности вольфрамового магнита или магнита из углеродистой стали его размагничивает настолько, что он не может преодолеть своего веса и поэтому не может парить, если его размеры не очень малы. Магниты из углеродистой стали могут парить только при размерах 0,5×9 мм и весе в несколько миллиграммов» [4.С.303].

Далее написано: «…Соображения о парении магнитов впервые доложены 12 декабря 1944 г. на конференции Московского государственного университета «Современные проблемы науки». По моей просьбе были осуществлены опыты в Институте физических проблем Академии наук в Москве в январе 1945 г. Намагниченный нифералиевый брусок квадратного сечения 4×4 мм и длиной 1 см был брошен в вогнутый свинцовый диск диаметром около 4 см, находящийся на дне сосуда Дьюара с жидким гелием. Совершив несколько упругих прыжков по вертикали, магнит после ряда сложных быстрых колебательных движений установился в горизонтальном положении над свинцом на высоте многих

миллиметров. Когда, после испарения гелия, температура свинца поднялась, и он потерял сверхпроводимость, магнит спокойно лёг на диск. Приношу глубокую благодарность директору института академику П. Л. Капице за предоставление возможности осуществить этот опыт» [4.С.304].

Следуя объяснениям низкотемпературной диамагнитной левитации В. К. Аркадьева, до сих пор ошибочно считается, что «эффект Мейсснера» ($\mu = 0$) и следовательно «сверхпроводимость» доказываются экспериментом по обнаружению левитации магнита. Так, ошибочно считается, что «сверхпроводимость» и, в частности, её «эффект Мейсснера» доказываются экспериментами левитации В. К. Аркадьева [4] и других исследователей. Например, в книге Д. Шенберга [119] читаем, что «есть еще один пример демонстрации равенства нулю магнитной проницаемости сверхпроводника – это замечательный своим изяществом опыт с плавающим магнитом, сделанный Аркадьевым в 1945 г. Если маленький постоянный магнит поместить над сверхпроводящей поверхностью, то силовые линии магнита не смогут проникнуть в сверхпроводник; это создает отталкивающую силу, достаточную для преодоления веса магнита. Фотография плавающего магнита показана на рис. 3. Простейший способ понять причину отталкивания – это представить себе зеркальное изображение магнита под поверхностью сверхпроводника, которое создает в пространстве над сверхпроводником такое же поле, как и металл с нулевой магнитной проницаемостью. Отталкивание можно предста-

вить себе также как результат взаимодействия между магнитом и диамагнитным телом» [119.С.27]. Заметим, что «силовые **линии** магнита» никуда проникать не могут – проникает магнитное поле. Очевидно, что если магнитная проницаемость «сверхпроводника» равна нулю, то в нем, как известно, не может возникнуть ток сверхпроводимости и не может появиться, наблюдаемый в экспериментах, сверхдиамагнетизм. Последняя фраза приведенной цитаты наиболее адекватна описанию эксперимента В. К. Аркадьева с «плавающим магнитом». Анализируя опыт В. К. Аркадьева, приходим к выводу, что при гелиевой температуре магнитная проницаемость «сверхпроводника» наоборот увеличивается, но при этом изменяется её знак, т. е. изменяется направление магнитного поля внутри тела на противоположное по отношению к внешнему магнитному полю. Так возникает в переохлажденном теле метастабильное диамагнитное поле, обеспечивающее левитацию (подъем и удержание в воздухе) постоянного магнита.

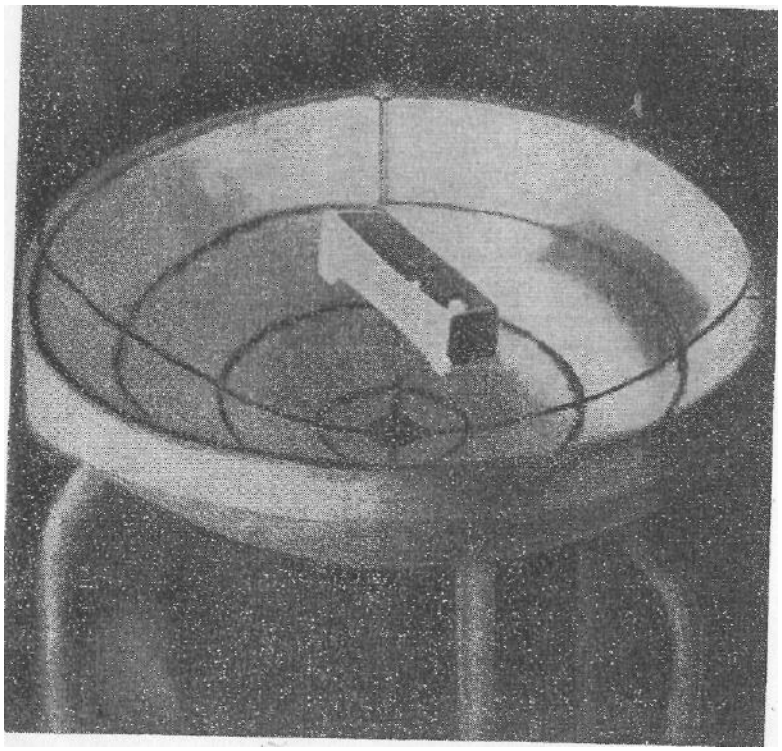


Рис. 3. Плавающий магнит: освещение слева;
на правой стороне чаши видна тень магнита; белые пятнышки
на магните – кусочки затвердевшего воздуха

Итак, общее представление о физической природе эффекта «плавающего магнита» в опытах В. К. Аркадьева такова.

Если постоянный магнит с полем H поместить вблизи или на поверхность «сверхпроводникового» материла, то силовое поле этого магнита индуцирует (порождает) в «сверхпроводнике» значительное и противоположно направленное, то есть сверхдиамагнитное поле H_c, которое создает отталкивающую силу, большую, чем сила близкодействующего притяжения и тяжести магнита. Таким образом, постоянный магнит оказывается приподнятым и «плавающим» над «сверхпроводниковой» поверхностью, а

по существу над сверхдианамагниченной поверхностью. При этом очевидно, что $H_c > H + mg$, где m – масса магнита, g – ускорение силы тяжести.

Фактически эксперимент В. К. Аркадьева состоял в следующем. Для создания устойчивого положения плавающего магнита, т. е. чтобы он не смещался в разные стороны, эксперимент проводился над поверхностью «сверхпроводящего» тела, имеющего вид полусферы или чаши. Чаша была изготовлена из немагнитного в нормальных условиях, но «сверхпроводящего», т. е. сверхдиамагнитного, при гелиевых температурах, свинца. Чашу выкрасили в белый цвет, а для наглядности формы чаши в ней нанесли черные линии. Чаша крепилась на ножках из медных прутков. Эта конструкция помещалась в жидкий гелий, уровень которого был немного ниже дна чаши. Чаша охлаждалась до температуры $T_{кр}$, находясь в среде газообразного гелия и в непосредственной близости к диамагнитному жидкому гелию. После перехода свинцовой чаши в «сверхпроводящее» состояние, т. е. когда свинец становится способным к дианамагничиванию, в нее опускали маленький постоянный магнит прямоугольной формы, который через некоторое время, надиамагнитив чашу и, вероятно, гелий, поднимался и зависал над дном чаши на расстоянии примерно 1,5 см. На фотографии (рис. 3) приведен вид эксперимента с плавающем магнитом.

Известны подобные эксперименты с налитым в несверхпроводящую чашу жидким гелием. В этом случае жидкий гелий становится дианамагниченным и поднимает легкие намагниченные об-

разцы.

В 1947 г. В. К. Аркадьев осуществил левитацию шара из «сверхпроводящего», читай из сверхдианамагничивающегося, материала [126]. Популярными стали опыты получения левитации магнита над «сверхпроводниками второго рода», то есть над керамическими телами (диэлектриками и изоляторами), становящимися диамагнетиками после охлаждения в диамагнитном жидком азоте.

Заметим, что в экспериментах Аркадьева, Оннеса и Джозефсона с кольцеобразным «сверхпроводником» электрический ток не использовался, однако утверждается, будто в обоих случаях там есть «сверхпроводимость электричества». Если электрический ток не подключали, то его «сверхпроводимости» не может быть. Очевидно, что физическая природа наблюдаемых Аркадьевым, Оннесом и Джозефсоном эффектов имеет не электрическую, а магнитную сущность. С другой стороны. Если задаться вопросами *как* в опытах Аркадьева и других, *где* и *когда* возникает ток «сверхпроводимости», *откуда* и *куда* он течёт и *почему* без сопротивления, то ответов нет. Следовательно, эксперименты с диамагнетной левитацией не имеют отношения к, так называемой, «сверхпроводимости» электрического тока. Физическая левитация во всех её проявлениях имеет магнитную природу. Это утверждение имеет принципиальное значение для понимания явления левитации, ее теории и последующего решения рассматриваемой нами проблемы «сверхпроводимости».

Существующее в литературе объяснение эффекта плаваю-

щего магнита В. К. Аркадьева, связанное с «неспособностью проникновения магнитного поля в «сверхпроводник», подогнано под слишком противоречивое представление об «эффекте Мейсснера».

Обратимся вновь к приведенным выше суждениям Д. Шенберга из его монографии [119]. Во-первых, «сверхпроводник» или *не впускает* в себя или *выталкивает* из себя внешнее магнитное силовое поле. В таких объяснениях большая разница. Если, по Мейсснеру, внешнее магнитное поле вытесняется из тела при появлении в нем «сверхпроводимости» электрического тока и поэтому в «сверхпроводнике» магнитного поля нет, то при непроникновении магнитного поля в «сверхпроводник» в нем поля нет, и ничего в нем не может возникнуть (так как H=0). Не может также появиться «сверхпроводимость» с огромным магнитным противополем вне «сверхпроводника». Тут надо определиться: в «сверхпроводник» *не проникает* или из него проникшее внешнее магнитное поле *вытесняется* внутренним диамагнитным полем, индуцированным внешним (проникающим в тело) полем H.

Во-вторых, нет сомнения в том, что до перехода к «сверхпроводимости» внешнее *постоянное* магнитное поле H беспрепятственно проникает в «сверхпроводник» и возбуждает (индуцирует) в нем не электрический ток, а противоположно направленное диамагнитное поле $H_д > H$. Далее будет показано, что это обычное диамагнитное поле $H_д$ при переходе тела в состояние,

называемое сейчас «сверхпроводящим», усиливается (самоиндукция), т. е. переходит в сверхдиамагнитное состояние с полем H_c. В сверхдиамагнитном состоянии у тела возникает существенно большее внешнее магнитное поле, т.е. сверхдиамагнетизм. При этом происходит противодействие полей H_c и H, в результате которого возникают явления, подобные эффекту «плавающего» или «зависающего» тела, в частности магнита. Если убрать внешнее магнитное поле, то внутри и вне тела, находящегося в «сверхпроводящем» состоянии, остается метастабильная сверхдианамагниченность M_c с напряженностью магнитного поля H_c ($H_c>>H$). Физическое описание природы этого явления будет еще рассмотрено достаточно подробно.

Возвращаясь к эксперименту В. К. Аркадьева с плавающим постоянным магнитом, можно утверждать, что магнитное поле магнита вызвало сверхдианамагниченность чаши и возможно низлежащего жидкого гелия, а в результате взаимодействия магнитных полей магнита и чаши с гелием магнит оказался в подвешенном состоянии. Надо признать, что «эффект Аркадьева» не доказывает, а отрицает и «эффект Мейсснера», и «сверхпроводимость» в теперешнем их понимании. Очевидно, что эксперименты Аркадьева и других доказывают магнитную природу физических левитаций как при комнатных или повышенных температурах, так и при закритически низких (отрицательных) температурах.

Диамагнитная левитация [98], при условии её значительного

усиления, открывает большие возможности практического использования этого явления. Следовательно, задачей теории и прикладных исследований комнатнотемпературного сверхдиамагнетизма является получение материалов сверхдианамагничивающихся от действия относительно слабых магнитных полей, например, от магнитного поля Земли и Космоса. В таком случае вероятно можно будет создавать необычную технику, например, недорогие «диамагнитные подушки» («диамагнитные подвесы»), а также подъемники, магнитостаты, аналогичные аэростатам, магнитолёты и др. Есть сведения, что такие работы ведутся.

2.7. Обратный переход тел от сверхдианамагниченности к исходному состоянию

Экспериментально установлено, что чрезмерно сильное магнитное поле разрушает «сверхпроводимость», т. е. восстанавливает обычное состояние материала при условии, если напряженность этого поля H превышает некоторое критическое значение $H_{кр}$. Эта критическая напряженность магнитного поля тем выше, чем ниже температура, при которой находится проводник в «сверхпроводящем» (в намагниченном) состоянии. На рис. 4 показана зависимость критического магнитного поля от температуры для некоторых металлов [114].

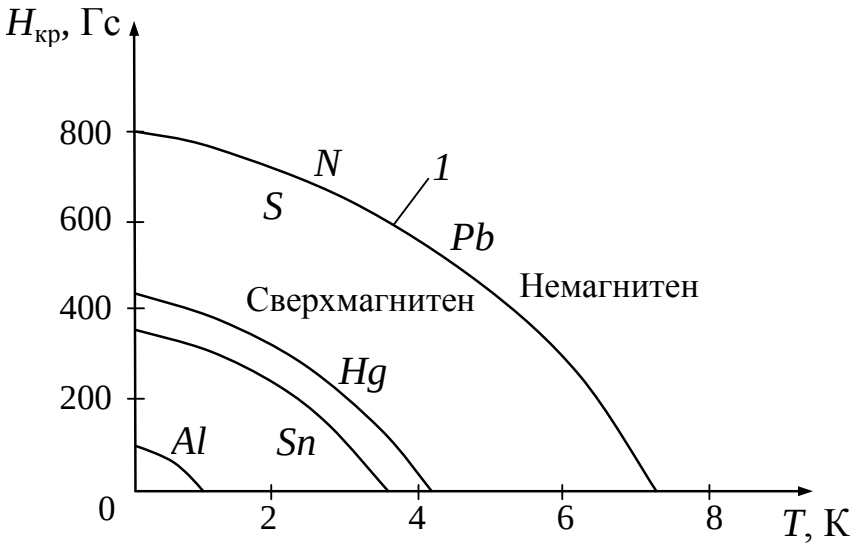


Рис. 4. Зависимости критических сверхмагнитных полей некоторых немагнитных «сверхпроводников» от их температуры:

1 – линия перехода свинца из сверхмагнитного состояния (*S*) в нормальное, немагнитное (*N*)

Максимальное поле, необходимое для перевода из «сверхпроводящего» состояния в нормальное, например, олова, свинца и других металлов, происходит при температуре близкой к нулю. Это значительное магнитное поле, проходя через «сверхпроводник», воздействует на атомы, передает им некоторую дополнительную энергию, возникает межатомная коэрцитивная сила, разрушающая установившуюся ранее доменную структуру вещества, ориентированную вдоль проводника, и этим переводит, рассматриваемые в данном случае, материалы из сильно намагниченного состояния в немагнитное.

Электрофизическая теория намагничивания и размагничивания при комнатных температурах обычных ферромагнетиков,

развитая Э. Х. Ленцем, Я. С. Якоби (1839 г.) и А. Г. Столетовым (1872 г.) и другими, общеизвестна (см., например, [30]), и она вполне удовлетворительно объясняет аналогичное явление, происходящее в материалах при сверхнизких температурах, когда $T<T_{кр}$. При температурах $T<T_{кр}$, вероятно, абсолютное большинство материалов (металлов и неметаллов) становится сверхмагнетиками. Это умозаключение следует из анализа множества диаграмм состояний веществ, аналогичных диаграмме, изображенной на рис. 4. Считается, что ферромагнетики, парамагнетики, диамагнетики и диэлектрики (керамика) при понижении температуры претерпевают фазовый переход *второго* рода и становятся сверхмагнетиками, называемыми сейчас «сверхпроводниками».

Разрушение «сверхпроводимости», т. е. сверхнамагниченности, при пропускании через проводник электрического тока значительной величины, т. е. когда ток I больше некоторого критического значения $I_{кр}$, было обнаружено раньше, чем аналогичное явление от воздействия чрезмерным магнитным полем. В случае разрушения «сверхпроводимости», а в нашем понимании сверхнамагниченности, пропусканием через такой «проводник» электрического тока $I > I_{кр}$ с электрическим E и магнитным H полями в проводнике, происходит разрушение упорядоченной структуры магнитных диполей, т. е. их дезориентация. Это разрушает всю магнитную субмикроструктуру вещества, и оно становится размагниченным. Физическая природа этого размагничивания по существу такая же, как и при разрушении намагниченности в ре-

зультате воздействия на «сверхпроводник» более сильным магнитным полем.

При исследовании магнитных свойств «сверхпроводников» определяют *n* – коэффициент размагничивания под влиянием магнитного или электрического поля. Коэффициент *n* зависит от расположения «сверхпроводника» относительно поля. В табл. 1 приведены значения *n* для некоторых практически важных случаев [74.С.12].

Таблица 1

Коэффициенты размагничивания «сверхпроводников» простой формы

Форма образца	Расположение относительно *H*	Коэффициент размагничивания, *n*
Длинный цилиндр	Вдоль поля	0
Длинный цилиндр	Поперек поля	1/2
Тонкая пластина	Вдоль поля	0
Тонкая пластина	Поперек поля	1
Шар	–	1/3

Данные табл. 1 указывают на то, что внешнее размагничивающее магнитное поле, параллельное внутреннему, не размагничивает «сверхпроводник», так как *n* практически равен нулю, а перпендикулярно направленное – размагничивает. Это также доказывает дипольную, магнитную природу «сверхпроводимости» исследованных образцов. Можно предположить, что несильное противоположно направленное магнитное поле способно усилить

сверхдиамагнитное поле «сверхпроводника». Хорошо бы данное предположение экспериментально подтвердить или опровергнуть.

Разрушение «сверхпроводимости» происходит также и при облучении рентгеновскими лучами [15]. Вероятно, что разрушение «сверхпроводимости» будет происходить и при воздействии ультразвуком определенной частоты.

Итак, «сверхпроводимость» электрического тока исчезает, если на материал в «сверхпроводящем» состоянии воздействовать сильным магнитным полем или пропускать по нему большой постоянный или переменный электрический ток, а также при облучении рентгеновскими лучами и при повышении температуры «сверхпроводника». Исчезновение «сверхпроводимости» под влиянием вышеперечисленных внешних факторов свидетельствует о том, что мы имеем дело не со «сверхпроводимостью» электрического тока, а с супернамагничиваемостью, т. е. со сверхнамагничиваемостью материалов при закритически низких температурах.

2.8. Новый подход к развитию полевой теории электрического тока и намагничиваемости тел

Знаем, что сущности любых объектов природы (предметов и явлений) таковы, что в них обязательно есть противоположные и

противодействующие свойства, соотношения которых в определенных условиях характеризует и предопределяет процессы изменений, движений и направление развития объекта. Комплексное рассмотрение всех противоположных свойств объекта в их единстве, взаимосвязи и борьбе (противодействии), с учетом количественно-качественных закономерностей и обратимых переходов из одного качественного состояния объекта в другое, есть диалектический подход (метод) его исследования. В явлении «сверхпроводимости» есть хорошо известные противоположные свойства, постоянно проявляющиеся на практике. Эти противоположные пары свойств (например, электрические и диэлектрические, магнитные и диамагнитные и др.) органически взаимосвязаны и находятся в обратной зависимости друг от друга, что свидетельствует об их «борьбе» в философском и в прямом смыслах этого слова. В данном параграфе изложена попытка обобщенного диалектико-материалистического описания электромагнитных свойств тел с выходом их на другой уровень качества – на переход к сверхдиамагнетизму и в абсолютно диэлектрическое состояние при низких температурах, меньших критического значения для каждого конкретного вещества.

Известно, что М.Фарадей еще в 1831 г. «изучая природу электрического действия» экспериментально обнаружил у различных материалов одновременное существование противоположных электрических и магнитных свойств. Так, например, в отношении электрического тока он написал: «… Оказывается,

что обычные явления изоляции и проводимости друг с другом тесно связаны, или, вернее, представляют собой предельные случаи одного и того же состояния» [103.С.552]. Изоляция или диэлектризация, по Фарадею «означает индукцию», т.е. противоположное действие, сопротивление электрическому току от индуцированных током диэлектрического и диамагнитного полей.

Впоследствии Максвелл рассматривал раздельно индукцию диэлектрического D и диамагнитного B полей в теле с постоянным током и его неизменяющимися полями E и H от источника постоянного тока (батареи). Для указанных полей индукции Максвелл написал следующие общеизвестные формулы:

$$D = \varepsilon E \qquad \text{и} \qquad B = \mu H,$$

где ε - диэлектрическая проницаемость; μ - магнитная (правильнее назвать *диамагнитная*) проницаемость.

Признавая у тел диэлектрическую проницаемость, т.е. проницаемость противополя D, необходимо ввести понятие и обозначение прямой электрической проницаемости поля E в тело, тем более что электрическая проницаемость проявляется не менее явно, чем диэлектрическая проницаемость. Точно так же, если в макроскопической теории о магнетизме есть магнитная проницаемость, а в токопроводящем теле есть магнитное и индуцированное диамагнитное поле, то должна быть характеристика и диамагнитной проницаемости. В соответствии с этим и, следуя логике Максвелла, считаем, что если электрическое поле E воздействует на тело, то в нём возникает (индуцируется) два поля:

положительное электрическое $E_п$ и отрицательное диэлектрическое $D_п$. В таком случае получаем, что

$$E_п = \varepsilon_Э E,$$

$$– D_п = \varepsilon_Д E,$$

где $E_п$ и $D_п$ – удельные электрическое и диэлектрическое поля проводника; $\varepsilon_Э$ и $\varepsilon_Д$ – электрическая и диэлектрическая проницаемости соответственно; E – электрическое поле источника электрической энергии, т.е. внешнее воздействующее на проводник электрическое поле.

В ряде работ, в частности в [66.С.73-74] количественная зависимость вектора диэлектрической индукции $D_п$ («электрического смещения») определяется выражением:

$$D_п = \varepsilon_o E + P,$$

где E – напряженность электрического поля,

P – вектор электрической поляризованности вещества,

ε_o – электрическая постоянная равная $\approx 0{,}885 \cdot 10^{-11}$ Ф/м.

Считается, что векторы P и E связаны следующим соотношением:

$$P = \varepsilon_o \chi E,$$

где χ - некоторый безразмерный коэффициент пропорциональности, названный показателем диэлектрической *восприимчивости*.

Отсюда следует, что

$$D_п = \varepsilon_o E + \varepsilon_o \chi E = \varepsilon_o (1 + \chi) E.$$

Выражение $1 + \chi$, где присутствует показатель восприимчивости χ, почему-то часто называют диэлектрической *проницаемостью*, и считают, что

$$\varepsilon = 1 + \chi.$$

Поэтому пишут, что $D_п = \varepsilon_o \varepsilon E$ и, следовательно, E зависит только от величины диэлектрической проницаемости ε.

Здесь наблюдается явное смешение разных по содержанию понятий, следовательно, приведенные выше три формулы должны быть уточнены.

Вероятно, что электрическая проницаемость проводника с током $\varepsilon_э = 1 - \varepsilon_д$, а сумма их абсолютных величин $| \varepsilon_э + (- \varepsilon_д)| = 1$. Поэтому $0 < \varepsilon_э < 1$ так же как и $0 < \varepsilon_д < 1$. При $\varepsilon_э \approx 1$ – идеальный проводник, а при $\varepsilon_д \approx 1$ – идеальный диэлектрик (абсолютный изолятор).

Общее электрическое поле $E_п$ проводника с электрическим током можно записать так:

$$E \subset E_п = \varepsilon_э E - \varepsilon_д E,$$

здесь и далее знак $\subset$ означает «влечет за собой» (например, приложенное поле E влечет за собой появление в теле поля $E_п$).

При $\varepsilon_э = \varepsilon_д$ проводник становится слабым диэлектриком.

Так как «всякий электрический ток сопровождается магнитным действием соответствующей интенсивности» [103.С.12], то в проводнике с током индуцируются два противоположно действующих силовых поля: положительное ферромагнитное или

парамагнитное и отрицательное диамагнитное или сверхдиамагнитное. Для этих полей, в развитие и дополнение максвелловской общей формулы $B = \mu H$, можно записать зависимости магнитного поля внутри проводника с током $H_и$ и диамагнитного поля $B_д$ от магнитного поля, создаваемого источником электрического тока $H_и$, так:

$$H_м = \mu_м H_и,$$

$$B_д = \mu_д H_и,$$

где $H_м$ и $B_д$ – магнитное и диамагнитное поля в проводнике с электрическим током,

$\mu_м$ и $\mu_д$ – магнитная и диамагнитная проницаемости,

$H_и$ – магнитное поле проводника, создаваемое источником тока электрической энергии.

Если не учитывать магнитную восприимчивость материалов, что часто делается, а считать намагничиваемость проводника с током зависящей исключительно от магнитной проницаемости, то общее магнитное поле проводника $H_п$ с электрическим током запишется как геометрическая разница значений $H_м$ и $B_д$:

$$H_п = |H_м - B_д|,$$

где, если $B_д < H_м$, то магнитное поле проводника равно $H_п = H_м - B_д$, но если численное значение $B_д$ (при понижении температуры проводника) становится больше или $H_м \approx H_и = H$, то проводник становится диамагнетиком и диэлектриком (изолятором) с диамагнитным полем этого тела равным:

$$B_т = -(B_д - H_м).$$

Эти формулы показывают только то, что в любом проводнике с электрическим током индуцируется два взаимопротивоположных магнитных поля $H_м$ и $B_д$. Их количественные соотношения предопределяют магнетизм и проводимость электричества или диамагнетизм и диэлектричность (изоляционную способность) материала.

В случае воздействия на тело только внешним магнитным полем *H,* то в теле возникают два поля: $H_м$ – внутреннее магнитное поле и встречное, противоположно направленное, то есть диамагнитное поле $B_д$. Поэтому, как и в случае с магнитным полем от электрического тока, в теле создается результирующее внутреннее магнитное поле тела $H_т$, состоящее из собственного магнитного поля $H_м \approx H$ и индуцированного диамагнитного поля $B_д$. При этом, по аналогии с известной общей формулой $B = \mu H$ можно точнее записать, что

$$H_м = \mu_м H \text{ и } B_д = -\mu_д H.$$

Следовательно, обычно

$$H_т = H_м - B_д,$$

где $H_т$ - итоговое (обобщенное) магнитное поле тела, находящегося во внешнем магнитном поле H (обычно $H_т < H$).

У ферромагнетиков и парамагнетиков характеристики проницаемости электрического и магнитного полей имеют знак плюс. Показатели (коэффициенты) проницаемости индукции полей $\varepsilon_д$ и $\mu_д$ имеют отрицательный знак. Эти знаки указывают

направление индуцированного поля по отношению к внешнему воздействию.

Опыт показывал, что численные значения проницаемостей полей в данное тело практически не зависят от направления действия этих полей. Отсюда следует, что для крайних случаев показатели (коэффициенты) электрической и магнитной проницаемостей при умеренных температурах одинаковы (изотропический эффект) и близки к единице. Аналогичное суждение распространяется и на проницаемости отдельно рассматриваемых магнитного и диамагнитного полей в конкретном теле. Однако, при одновременном взаимовлиянии рассматриваемых полей (при их наложении) значения проницаемостей должны быть разными.

Вполне очевидно, что у любого тела есть противоположные (противоборствующие) свойства и соответствующие характеристики как электрической, так и диэлектрической проницаемости, а также есть коэффициенты магнитной и диамагнитной проницаемости. В теории суммы взаимосвязанных коэффициентов $\varepsilon_э$ и $\varepsilon_д$, а также $\mu_м$ и $\mu_д$ всегда должны быть равными единице.

Если $\varepsilon_э$ немного больше $\varepsilon_д$, то это относительно слабый проводник электрического поля и, следовательно, электрического тока; при $\varepsilon_э >> \varepsilon_д$ - хороший проводник; при $\varepsilon_э \approx \varepsilon_д$ – неустойчивое состояние (полупроводник); при $\varepsilon_э < \varepsilon_д$ – стабильный диэлектрик (изолятор), а при $\varepsilon_э << \varepsilon_д$ – абсолютный диэлектрик (абсолютный изолятор).

Если $\mu_м$ не на много больше $\mu_д$, то это означает малую намагничиваемость объемного тела (возможно, намагничивается не весь его объем); при $\mu_м >> \mu_д$ – возможность намагничиваемости большого тела; при $\mu_м \approx \mu_д$ сумма $\mu_м + \mu_д \approx 0$ тело находится в нестабильном состоянии в отношении намагничиваемости; при $\mu_м < \mu_д$ и при $\mu_м << \mu_д$ – материал тела становится устойчивым диамагнетиком. Численные значения проницаемостей материалов $\varepsilon_э$, $\varepsilon_д$, $\mu_м$ и $\mu_д$ зависят от многих факторов: от величин *E* и *H*, от температуры, механического напряжения, проникающего облучения и других внешних условий для данного тела.

Напряженность магнитного поля тела зависит не только от магнитной проницаемости, но и от магнитной восприимчивости материала χ и от его массы *m*.

«Опыт дает, что для диа- и парамагнетиков намагниченность пропорциональна напряженности поля:

$$H_т = M = \chi H.$$

… Для парамагнетиков величина χ положительна, для диамагнетиков – отрицательна» [70.С.423]. Следует уточнить, что здесь и далее слово «отрицательное» означает, не то, что арифметически $\chi < 0$, а то, что этот коэффициент со знаком «минус» указывает на противоположную направленность, образующегося в теле диамагнитного поля по отношению к внешнему для тела полю *H*. Количественно χ всегда больше нуля, так как абсолютных значений натуральных чисел объективно меньше нуля, то есть меньше чем нисколько, не бывает. Численное значение χ у магнетиков и

диэлектриков существенно разнятся. Это учитывается при определении намагничиваемости разных материалов.

Представляется, что известную формулу $\mu = 1 + \chi$, показывающую связь проницаемости и восприимчивости намагничивания тел [47.С.294 и др.], нельзя считать абсолютно правильной, так как в ней сопоставлены разные по физической природе характеристики. Хорошо, что в физике есть понятия диэлектрической и диамагнитной восприимчивости. Но пока не определена их взаимозависимость, взаимообусловленность. Численные соотношения названных восприимчивостей и соответствующих проницаемостей совместно предопределяют величины электрических и магнитных свойств материалов. Так, например, характеристики диамагнитного и магнитного полей, а также диэлектрического и электрического полей в магнетике имеют обратные зависимости: чем больше B, тем меньше $H_т$; чем больше D, тем меньше $E_т = E_э - D$. В этом проявляются сопротивления магнитному потоку и распространению (току) электрического поля.

С другой стороны, если магнитная восприимчивость $\chi_м$ больше диамагнитной $\chi_д$ и магнитная проницаемость $\mu_м$ больше диамагнитной проницаемости $\mu_д$, то материал является магнетиком (ферро- или парамагнетиком) и проводником электричества. Если $\chi_м = \chi_д$, то есть когда $\chi_м + (-\chi_д) = 0$ и $\chi_м = \chi_д$, то материал не обладает магнетизмом, то есть является слабым и неустойчивым диамагнетиком и слабым диэлектриком (полупроводником?). Если же $\chi_д > \chi_м$, то это относительно стабильный диамагнетик. При

$\chi_д >> \chi_м$ – сверхдиамагнетик. Относительно «сверхпроводников» достоверно утверждение о том, что «поведение сверхпроводника в магнитном поле схоже с поведением идеального диамагнетика» [74.С.10] и оно «соответствует представлению о сверхдиамагнитном теле» [111.С.11]. Очевидно, что идеальный диамагнетик или сверхдиамагнетик это одновременно и сильный диэлектрик (абсолютный диэлектрик, хороший изолятор).

Суждения о магнитных свойствах, аналогичные вышеизложенным, будут справедливы и для соотношений электрических полей и электрического тока в различных телах.

Итак, в макроскопической теории электрического тока, электрических и магнитных полей необходимо учитывать единство и противодействие противоположных свойств реальных тел. При таком диалектическом подходе появляется возможность выяснить физическую природу (сущность, содержание) рассматриваемых явлений: проницаемости электрического и магнитного полей, проводимости и электросопротивления току электрической энергии, «сверхпроводимости» и изоляции, а также магнитных и диамагнитных свойств, включая сверхдианамагничиваемость веществ.

При решении проблемы «сверхпроводимости электрического тока», а, по существу, проблемы сверхдиамагнетизма, требуется не только адекватное макроскопическое описание проявлений электрических и магнитных свойств, но и модельное представление о микроскопических процессах происходящих внутри

тела при макроскопическом проявлении его свойств, в частности, магнетизма или диамагнетизма, проводимости или непроводимости (изоляции) электрического тока. Поэтому вопрос о микроскопическом представлении и научнообоснованном описании ферро- и парамагнетизма, диамагнетизма и сверхдиамагнетизма и других свойств с позиций строения веществ и их атомов имеет принципиальное и весьма существенное значение.

Известно, что диамагнетизм – один из видов магнетизма, проявляющийся в намагничивании вещества навстречу направлению действующего на него внешнего магнитного поля любого другого вида (ферромагнитного или парамагнитного). Диамагнетизм присущ всем веществам, но проявление его часто затруднено из-за преобладания обычного магнетизма, совпадающего по направлению поля с направлением действия внешнего намагничивающего поля. Ферромагнетики и парамагнетики в своей электронной структуре атомов имеют готовые магнитные диполи с N и S полюсами. В таком случае внешнее магнитное поле H, не изменяя орбитальные движения дипольных пар электронов, легко разворачивают диполи так, чтобы их магнитные моменты P_{mi} совпадали с направлением действия внешнего магнитного поля. Так, по существу, происходит ферро- или паранамагничивание.

У немагнитных веществ в их электронной структуре атомов нет естественных магнитных диполей и поэтому их намагничивание сильно затруднено, так как спаренные электроны атомов не обладают магнитным моментом. Это обусловлено тем, что элек-

троны атомов, попарно взаимодействуя и вращаясь по удаленным от своих ядер круговым стационарным орбитам, имеют противоположные спины. При этих условиях магнитные моменты спаренных атомов, складываясь, компенсируют друг друга. Из таких магнитонейтральных атомов и молекул состоят немагнитные вещества при соответствующих для этого температурных условиях.

Примером простейшего и слабого диамагнетика является нейтральный гелий. Атом гелия имеет два взаимоотталкивающихся электрона с противоположными спинами и вращающихся по устойчивым круговым, внецентровым, по отношению к ядру атома, и равноудаленным от ядра орбитам. При этом орбитальные магнитные моменты парных электронов равны по величине, но противоположны по знаку, и поэтому суммарный магнитный момент P_m атома равен нулю. Такая модель атома гелия приведена в работе [124, разд. «Диамагнетизм». С.304–306, рис.6.3], и она вполне согласуется с предлагаемой микроскопической моделью электронного строения атомов (см. разд. 3).

Принято считать, что спины электронов оцениваются, как ± ½, то есть электрон имеет спин + ½ или - ½. Исходя из того, что в атоме электроны взаимодействуют попарно, и если оба электрона имеют спины + ½, то их общий спин равен + 1. Это означает, что образованный парой электронов магнитный диполь, имея характеристику + 1, является пара- или ферромагнитным. В случае, когда оба электрона вращаются вокруг собственной оси в другую сторону, то их спины равны - ½, то суммарно эта пара

электронов образует магнитный диполь с характеристикой - 1, что означает диамагнетизм данного диполя. Когда в атоме внешние «спаренные» электроны имеют разные спины, то есть если один электрон имеет спин - ½, а другой + ½, то в сумме их общее магнитное поле равно нулю. В таком случае атом в магнитном отношении нейтрален: он при естественных температурах не намагничивается и не реагирует на внешнее магнитное поле.

Количество магнитных или диамагнитных атомных диполей в теле определяет степень его намагничиваемости или дианамагничиваемости. Если в сложном по химическому составу теле количество магнитных и диамагнитных диполей равно или все атомы в магнитном отношении нейтральны, то тело немагнитно. Под влиянием внешнего магнитного поля и при благоприятных (низких) температурах спины электронов могут изменяться. При этом магнетик может становиться диамагнетиком, немагнетик может превращаться в магнетик или в диамагнетик с разной степенью намагничиваемости (поляризуемости диполей). Процесс магнитного превращения тел из любого состояния в сверхдиамагнитное следует называть фазовым превращением третьего рода.

По степени (силе) и виду намагничиваемости тела можно классифицировать так: ферромагнетик это сверхпарамагнетик, а сверхдиамагнетик это более сильный низкотемпературный диамагнетик. Эксперименты показали, что сверхдиамагнетик в 2 и более раза сильнее намагничивается, чем комнатнотемпературный ферромагнетик.

При внесении вещества в магнитное поле H на движущиеся по круговым орбитам электроны действует магнитная индукция B_0, которая создает свой дополнительный магнитный момент электрону ΔP. Этот наведенный магнитный момент ΔP всегда, по закону Ленца, противоположен внешнему магнитному полю H ($H=B$). При условии $\Delta P>P$ электрон меняет направление своего движения так, что направления действия ΔP и P совпадают, но при этом $B_д$ становится направленным против внешнего намагничивающего поля H. В результате этого процесса сопряженная пара электронов становится диамагнитным диполем, а его суммарный магнитный момент равен $P = 2(P_m+\Delta P_m)$. Учитывая, что при $\Delta P>P$ большинство атомов тела становятся дианамагниченными, то суммарное диамагнитное поле $B_д$ оказывается намного больше внешнего намагничивающего поля H ($B_д>>H$), а это и есть *сверхдиамагнетизм*. Схема намагниченного, диаполяризованного (с диамагнитным диполем) атома гелия показана далее (п. 4.3, рис. 24).

При нормальных (близких к комнатным) температурах магнитная восприимчивость (намагничиваемость) одного моля парамагнитного, ферромагнитного и диамагнитного веществ χ мала и составляет от 10^{-8} до 10^{-3}. Однако среднее значение $\chi\approx10^{-6}$. Так, например, у одного моля гелия $\chi = 1{,}9\cdot10^{-6}$. Но намного большие значения диамагнитной восприимчивости имеют вещества («сверхдиамагнетики») при закритических, экстремально низких температурах. В этих условиях практически любое вещество ста-

новится диамагнетиком с диамагнитной восприимчивостью, равной в среднем $\chi = -8 \cdot 10^{-1} = -0{,}8$. Такое близкое к 1,0 значение χ почти идеальной магнитной восприимчивости вещества предопределяет сверхбольшое значение напряженности диамагнитного поля $B_д$, т. е. их сверхдианамагничиваемость. Так вещества становятся сверхдиамагнетиками.

Приведенное здесь краткое описание природы сверхдиамагнетизма вполне согласуется с предлагаемой автором моделью электронного строения атомов и с обоснованием перехода веществ в сверхдианамагниченное состояние при криогенных температурах в результате воздействия на твердые тела постоянным магнитным полем электрического тока или внешним постоянным магнитным полем.

Далее переход веществ в сверхдиамагнитное состояние будет рассмотрен более подробно.

3. КРАТКИЙ АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ТЕОРИЙ «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ» ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

3.1. Понятия об электрических зарядах, электрическом токе и электросопротивлении проводников

Думается, что проблема «сверхпроводимости», т. е. проблема создания адекватной теории этого физического явления и материалов с умеренной (близкой к комнатной) температурой перехода в это состояние не может быть решенной без нового осмысления, что такое электричество, электрические заряды, электрическое и магнитные поля, электрический ток в проводнике и т. п. Кратко рассмотрим эти понятия.

История электричества началась более чем 2000 лет тому назад, когда было обнаружено, что если потереть шерстью янтарь, то он приобретает свойство притягивать к себе легкие предметы (перья, нити и т. п.). Это свойство назвали электричеством (от греческого слова *elektron* – янтарь), т. е. свойством янтаря. Позднее обнаружили, что электричество стеклянной палочки, натертой кожей, действует противоположно электричеству янтаря. Практические действия по электризации янтарной и стеклянной палочек названы заряжением. Слово «зарядить» означает

повторяющиеся одинаковые действия. Поэтому натирание электризующих палочек для наведения в них электричества было названо заряжением, а величина заряженного, приобретенного электричества – электрическим зарядом. Электрический заряд стеклянной палочки получил условное название «положительный», а заряд смолы (янтаря), которую потерли мехом, назвали «отрицательным». Вскоре же было установлено, что предметы с одноименными зарядами отталкиваются друг от друга; с разноименными зарядами – притягиваются друг к другу, а при соединении двух предметов с разными зарядами, но одинаковыми по величине – нейтрализуются.

Для того чтобы количественно определять величину заряда, введено понятие *единичного*, или точечного, заряда. *Точечным зарядом q называется наэлектризованное тело, размеры которого предельно малы по сравнению с расстоянием до другого заряженного тела, с которым оно взаимодействует.*

Факт, что электрические заряды *взаимодействуют* между собой. Вопрос: что является носителем (объектом), осуществляющим взаимодействия электрических зарядов? Ответ: *электрические поля* наэлектризованных тел. Следовательно, заряды – это сами взаимодействующие электрические поля тел и их частиц.

Зная, что разные электрические заряды и, следовательно, их электрические поля бывают положительными (отталкивающими) и отрицательными (притягивающими, к себе противоположно заряженные и незаряженные тела), т. е., понимая, что электриче-

ские заряды и электрические поля являются одновременно и магнитными, так как они притягивают или отталкивают другие тела, можно с уверенностью утверждать, что электрическое и магнитное поля – это две составляющие, два вектора состояния или движения единого электромагнитного поля. Но что такое электромагнитное поле вокруг заряженных тел? Это движущаяся невещественная (бесструктурная) материя [105], называемая материальным вакуумом, полевой материей или эфиром. Движение вещественной (структурной) материи (вещества) приводит в движение полевую материю (материю вакуума), и, наоборот, движение материи, называемой вакуумной, или полевой, вызывает движение электрических частиц, атомов, молекул веществ, малых и больших тел.

В вопросе о зарядах давно существуют правильные догадки о том, что в телах есть домены, диполи, молекулярные и атомные магнитики, поляризация и т. д.

Диполь – совокупность двух равных по величине разноименных точечных (единичных) электрических зарядов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга.

Домен – отдельные микроскопические области тела, намагниченные до насыщения. Под влиянием внешнего воздействия диполи в доменах ориентируются в объеме тела по направлению электрической (E) или магнитной (H) составляющей единого поля. Названные магнитики (домены, диполи), параллельно выстроенные в теле, намагничивают его, и такое тело становится фер-

ромагнетиком, парамагнетиком или диамагнетиком.

Если атомная или молекулярная микроструктура тела позволяет внутриатомным диполям разворачиваться в направлении приложенного поля, но если после прекращения воздействия полем диполи не удерживаются в этом направлении, то такое тело размагничивается. В случае если микромагнитики не имеют возможности ориентироваться в направлении действующего поля, т. е. они не могут составлять цепочки диполей (доменов), то, следовательно, они не способны воспринимать и передавать энергию приложенного поля. Такие тела являются диэлектриками (изоляторами) и немагнетиками.

Очевидно, что каждый диполь в теле обладает своим замкнутым электромагнитным полем. А множество однонаправленных диполей создают общее (коллективное) поле, уже жестко не связанное с отдельными диполями (зарядами). Это обобщенное поле, относительно свободное от диполей (спаренных единичных зарядов), будучи движением вакуумной материи вне заряженных частиц вещества, влияет на соседние, хаотически расположенные диполи, разворачивает их в своем направлении и таким образом, перемещаясь, распространяется по телу проводника. Следовательно, носителем электрической энергии являются не заряды или диполи токопроводящего тела, а их обобщенное энергетическое поле вакуумной материи проводника. Работа, затрачиваемая на поляризацию диполей в проводнике, есть основная часть его электросопротивления электрическому току. Кстати, становится объяснимым, почему

общее поле может отрываться от своего проводника (от радиоантенны, от антенны локатора, от телепередающей антенны, от сварочного электрода и т. д.) и распространяться не только вдоль проводника, но и в свободном пространстве вплоть до космического. Волновой характер радиоизлучения подтверждает, что носителем излучаемой энергии является общее поле источника этого излучения (проводника), а не какие-либо его вещественные частицы, например, электроны. Так в общих чертах представляется автору процесс распространения тока электрической энергии по проводнику и вне его.

В настоящее время считается, что электрический ток – это направленное движение электрических зарядов. Примером такого тока является перенос электрической энергии заряженными телами и частицами. Такой ток происходит, в частности, в жидком аккумуляторе, и он называется конвекционным (переносным).

Считается, что и в проводнике под воздействием внешнего электрического поля E свободные электрические заряды двигаются так: положительные – по полю, а отрицательные – против действующего поля. Случай, когда микроскопические электрические заряды движутся внутри неподвижного макроскопического тела (твердого, жидкого или газообразного), носит название тока проводимости.

Третьей разновидностью тока проводимости считается ток в вакууме, когда микроскопические электрические заряды движутся в пустоте, независимо от их телесных источников [47]. В

качестве примера тока в вакууме приводят потоки электронов в электронной лампе, что не корректно. Вполне возможно, что здесь все наоборот: эмиссия и движение электронов происходят не независимо от макроскопических тел (катода и анода), а в результате разогрева катода и влияния электрического поля *E,* т. е. потока энергии от катода к аноду.

Если действительно «электрический ток – это поток свободных электронов, несущих заряды через кристаллическую решетку металла» [72. С. 328], то для потока электронов в металле принципиально важным показателем является скорость распространения тока, или скорость движения «свободных» электронов. Известно, что скорость распространения электричества вдоль проводника очень большая. Например, если включить электрический ток, например, в Красноярске, то через мгновение в Санкт-Петербурге загорится электролампочка от «пришедшего по проводам» электрического тока. Но не может такого быть, чтобы «красноярские» электроны так быстро преодолели расстояние в тысячи километров.

Считается, что скорость электронов в постоянном токе определяется из уравнения плотности тока проводимости в металлах

$$J = ne\bar{\upsilon},$$

где n – число электронов проводимости в единице объема (концентрация носителей тока), e – абсолютное значение заряда элек-

трона, $\overline{\upsilon}$ – вектор средней скорости упорядоченного движения электронов. В металлах *n* и *e* являются постоянными величинами, а модуль вектора $\overline{\upsilon}$ имеет значения порядка 10^{-4} м/с при максимальных значениях плотностей токов. Например, в медном проводнике $n \approx 8{,}5 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$, наибольшая плотность тока $J = 1{,}1 \cdot 10^{7}$ А/см^2, тогда $\upsilon \approx 8 \cdot 10^{-4}$ м/с $\approx$ 0,8 мм/с [124.С.233]. С такой скоростью электроны проводимости большие расстояния и быстро преодолеть не могут. Следовательно, передает энергию по проводам «тонкая, бесструктурная материя», т. е. материя вакуума, называвшаяся когда-то эфиром.

По имеющимся оценкам, скорость распространения электрического тока равна скорости света. Скорость света – это константа, характерная для движений «тонкой и бесструктурной» материи вакуума. Из этого следует, что ток электрической энергии не есть движение электронов, что переносчиком электричества является напряженное электромагнитное поле, распространяющееся не внутри, а в основном вне проводника, то есть в вакууме (в эфире) [76].

По поводу полевой электромагнитной, а не электронной природы электрического тока есть множество суждений ученых. Например, в случае переменного тока проводимости «под электрической энергией понимают энергию электромагнитного поля», а не движущихся электронов; или еще: «нестатические, переменные электрические поля могут существовать совместно с переменными магнитными полями в отрыве от электрических заря-

дов» [47.С.15].

Очевидно, что электромагнитная природа электрического тока носит волновой, а не корпускулярный характер. Корпускулярные электроны при пропускании электрического тока вдоль проводника остаются на своих местах – в структуре атомов. Предположение о существовании в металлах и других проводниках «свободных» электронов ничем не обосновано и противоречит фактам. Отрыв электронов от атомов и их локальные (например, тепловые) движения происходят только вследствие чрезмерного тока, разогрева проводника и действия электрических или магнитных сил.

Для понимания «сверхпроводимости» нас весьма интересует механизм (физическая природа) передачи электрической энергии (электричества, т. е. электрического тока) в обычном проводнике. По данному вопросу, как обычно, читаем: «Электрический проводник – вещество, основным свойством которого является электропроводность. В металлах и сплавах протекание электрического тока является следствием направленного движения носителей заряда – свободных электронов, не связанных жестко с кристаллической решеткой металла. Различная проводимость различных металлов и сплавов обусловлена разным числом в них свободных электронов на единицу объема, а также их подвижностью» [9.С.565]. Под электрическим сопротивлением понимается противодействие, которое оказывает проводник движущимся в нем электрическим зарядам, в частности, свободным электронам.

Считается, что электросопротивление при нормальных температурах обусловлено тепловым движением атомов проводника. При возрастании температуры повышаются тепловые колебания атомов проводника и увеличиваются столкновения электронов (носителей зарядов) с атомами, что препятствует движению электронов и этим повышает сопротивление электрическому току. Снижение температуры, наоборот, уменьшает амплитуду колебаний атомов и, следовательно, уменьшает количество столкновений электронов с атомами, потери энергии электронов уменьшаются, сопротивление проводника движению в нем электронов уменьшается. Однако оказывается, что это не так.

Прежде предполагалось, что при абсолютном нуле температуры атомная структура вещества неподвижна, и если размеры атомов становятся ничтожно малыми, то электросопротивление такого идеального проводника должно быть равным нулю (рис. 5, кривая *1*). Исходя из этих предположений и опытов по «сверхпроводимости», был сделан ошибочный вывод: «сверхпроводящие» материалы являются идеальными проводниками. Позднее под давлением фактов этот вывод-предположение был опровергнут, да он и изначально-то был неправдоподобным, так как движущиеся электроны не могут абсолютно не взаимодействовать с атомами, а увеличивающаяся при охлаждении плотность атомов (и без того плотноупакованной кристаллической решетки, например, металлического проводника) должна увеличивать электросопротивление (рис. 5, кривая *3*).

Так как любой проводник не идеален, то электроны непременно сталкиваются с атомами проводника даже при абсолютно нулевой температуре, поэтому электросопротивление не может быть меньше некоторого минимального значения, что было подтверждено еще Оннесом при исследовании электрических свойств платины при сверхнизких температурах. Этот факт схематично показан на рис. 5, кривая *2*.

Известно, что у некоторых металлов наблюдалось увеличение электросопротивления при очень низких температурах. Это объясняется предполагаемой конденсацией свободных электронов на атомы, вследствие чего проводимость (количество проводимого электричества), определяемая числом свободных электронов в теле, уменьшается (рис. 5, кривая *3*), а так как при температуре 0 К все свободные электроны закрепляются в атомах, то электросопротивление должно стремиться к бесконечности ($R \to \infty$), а не к нулю ($R=0$) [9] и [119].

В работе [9] правильно указывается, что «приведенные точки зрения не могут объяснить, почему при некотором значении температуры (ниже $T_{кр}$. – *В. Ф.*) между электронами и решеткой внезапно прекращаются соударения – обмен энергией, т. е. возникает сверхпроводимость» [9.С.329].

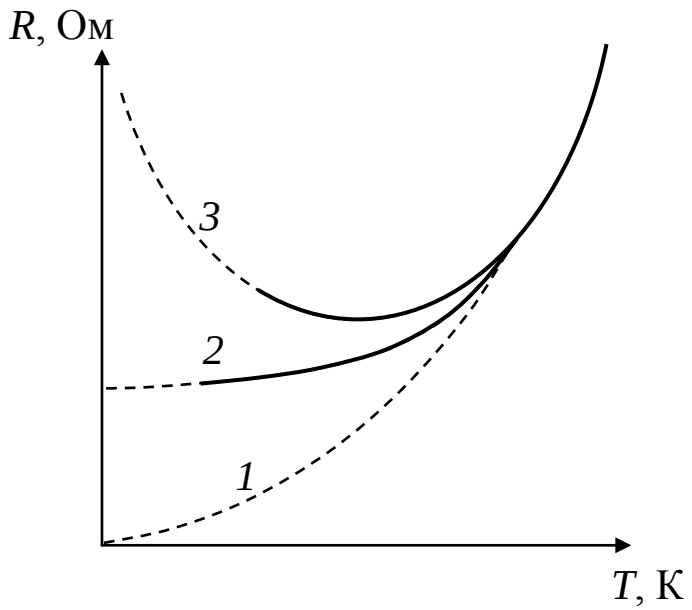


Рис. 5. Зависимость электросопротивления проводников от температуры

На основе вышеизложенного надо привести нижеследующее ключевые суждения, необходимые для соответствующего понимания физики электрических зарядов, электрического и магнитного полей, электрического тока и электросопротивления, которые, вероятно, помогут понять загадочную «сверхпроводимость» и создать наиболее адекватную модель этого необыкновенного явления.

1. Электрические заряды в проводниках. Так как вещества в принципе способны воспринимать электрические и магнитные поля и даже намагничиваться, то, следовательно, в их атомах есть диполи (микромагнитики) с положительными и отрицательными полюсами. Если эти диполи сориентировать (развернуть) положительными полюсами к поверхности, а отрица-

тельными полюсами вовнутрь тела, то получаем у него положительные заряды, и, наоборот, если в сторону поверхности направлены отрицательные полюса диполей, то имеем отрицательно заряженное тело с таким же электрическим полем вблизи его поверхности. Если же диполи сориентированы вдоль вытянутого проводника, т. е. если сформировать упорядоченную дипольную структуру, направленную вдоль проводника, то получаем суммарное магнитное поле, параллельное проводнику.

Диполь состоит из двух точечных (единичных) зарядов: положительного и отрицательного. Носителем точечного заряда в проводнике является электрон. Следовательно, в диполе два электрона и два заряда, значит, суммарный заряд диполя равен зарядам двух электронов, а элементарный квант энергии диполя равен 2*e*. В теорию «сверхпроводимости» эти сдвоенные в диполе электроны с квантом энергии электромагнитного поля, равным 2*e*, ввел в 1956 г. американский ученый Л. Купер, поэтому их стали называть куперовскими парами (Л. Купер – Нобелевский лауреат 1974 г.).

2. Электрическое и магнитное поля. Статическое электрическое поле как посредник между заряженными телами отталкивает их или притягивает друг к другу. Оно, а не электроны и даже не диполи является энергоносителем, осуществляющим взаимодействие заряженного тела с другим заряженным телом или с исходно нейтральным, но заряжающимся телом под влиянием электрического поля предварительно заряженного тела.

При продвижении (перемещении, распространении) и изменении напряженности электрического поля у него появляется магнитная составляющая (магнитное поле), а вместе они представляют собой электродвижущее электромагнитное поле. Это обобщенное поле, как и статистическое электрическое, является носителем переменной электромагнитной энергии, распространяющейся по проводнику, хотя непосредственным источником этой энергии являются диполи, состоящие из спаренных и связанных с атомами, а не свободных электронов.

3. Электрический ток проводимости – это перенос потенциальной электрической энергии электромагнитного поля по проводнику к объекту преобразования ее в тепловую, механическую и другие виды энергии, а также в энергию радиоволн, в энергию света и т. д. Распространение полевой электромагнитной энергии по проводнику происходит как частично, внутри проводника, так и, в существенно большей мере, по материальному пространству вблизи проводника.

4. Электросопротивление. Очевидно, что электросопротивление распространению электромагнитной энергии вдоль проводника обусловлено не столкновениями свободно движущихся электронов с атомами токопроводящей среды, так как таких электронов в проводнике просто нет.

Известно, что основная часть электрической энергии находится не в проводнике, а вблизи него. В этом отношении проводник выполняет роль естественного направляющего для тока.

Наибольшие затраты энергии тока проводимости, по-видимому, идут на создание упорядоченной субмикроструктуры диполей токопроводящего вещества и на некоторый разогрев в связи с этим. Разогрев состоит в усилении колебаний атомов, а это приводит к частичному разрушению созданной в проводнике дипольной субструктуры, которую приходится постоянно восстанавливать. Этот процесс разрушения и воссоздания субструктуры диполей происходит только тогда, когда есть энергопередача, называемая электрическим током. Очевидно, в этом заключается основная суть электросопротивления.

Вероятно, изложенные здесь альтернативные представления о зарядах, энергетических полях, электрическом токе, электросопротивлении могут стать основой для создания новой, уточненной теории электричества и послужат предпосылками для разработки адекватной теории физических явлений, происходящих в материалах при сверхнизких температурах.

3.2. Неадекватность гипотезы о физической природе электрической «сверхпроводимости»

Проблема «сверхпроводимости» оказалась труднейшей для науки XX столетия. По своей нерешенности и значимости она сопоставима с проблемой термоядерного синтеза. Есть мнение, что «проблема сверхпроводимости тормозила прогресс электрон-

ной теории металлов» [123.С.8], и, наоборот, установившаяся в физике «электронная теория металлов» и других веществ не допускала возможности создания альтернативной и, возможно, более правильной теории «сверхпроводимости».

Хорошо известно, что «сверхпроводимость» вначале рассматривалось учеными как «идеальная проводимость» электронного газа в толще проводника. Предполагалось, что строение (структура) проводника (металла) состоит из двух элементов: из ионно-кристаллической решетки и находящихся в металле (среди ионов) свободных, т. е. не связанных с ионизированными атомами, электронов, представляющих собой электронный газ из множества отдельных электронов. И, следовательно, считается, что электрический ток в металлическом проводнике – это направленное движение этих свободных электронов, а электросопротивление – результат столкновений электронов с колеблющимися ионами кристаллической решетки или другой некристаллической, например аморфной структуры.

Если считать, что при температуре 0 К тепловое движение ионизированных атомов вещества прекращается полностью, то их размеры не становятся при 0 К бесконечно малыми, а имеют значительную величину. Кроме того, в силу теплового изменения межатомных расстояний в твердом теле, плотность атомов при уменьшении температуры увеличивается, и поэтому количество столкновений и взаимодействий электронов с атомами не может уменьшиться до нуля. Следовательно, электросопротивление R в зависи-

мости от температуры T должно записываться следующим уравнением:

$$R = R_0 + \alpha T,$$

где R_0 – минимально возможное электросопротивление;

α – коэффициент пропорциональности.

Коэффициент пропорциональности α может быть постоянным для некоторых материалов или зависящим от температуры, но в любом случае, в соответствии с теорией электронного газа, при T=0 К, R=R_0=const.

Однако вышеприведенная формула для R неверна по существу, так как электроны, обладая волновыми свойствами, не сталкиваются, как бильярдные шары, а если движутся, то взаимовлияют, взаимодействуют со своими как-то самопроизвольно ионизированными атомами проводника, и поэтому данная формула не соответствует действительности и она должна быть совершенно другой. Это свидетельствует о несостоятельности модели «электронного газа свободных электронов в проводнике». Данная модель и другие известные микроскопические модели электрического тока и «идеальной сверхпроводимости» электронов не объясняют ни «полного отсутствия сопротивления электрическому току в сверхпроводниках», ни скачкообразного исчезновения электросопротивления при температурах ниже $T_{кр}$.

Поэтому нельзя не согласиться с В. Л. Гинзбургом, утверждавшим еще в 1946 г., что «дальнейших успехов теории сверх-

проводимости можно ожидать, по-видимому, лишь на пути... количественного описания сверхпроводимости и развития теории, не прибегающей к представлениям об электронном газе металлов» [9.С.175].

Я. И. Френкель в своей работе «Сверхпроводимость», изданной в 1936 г., показал, что свободные электроны в проводнике «можно приближенно трактовать как газ с теплоемкостью, прямо пропорциональной абсолютной температуре». Теплоемкость проводника должна состоять из двух составляющих: из теплоемкости атомов и свободных электронов. Анализируя теоретические и экспериментальные результаты, Я. И. Френкель пришел к выводу, «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. Другими словами, переход в сверхпроводящее состояние оказывается связанным со своеобразным изменением агрегатного состояния электронов, обуславливающих электрическую проводимость тела, а именно из состояния, аналогичного газообразному или жидкому, выше температуры «скачка» эти электроны переходят в какое-то иное состояние, при котором они, с одной стороны, оказываются как бы связанными с атомами, так же как и в диэлектриках, а с другой стороны, оказываются способными перемещаться по объему тела без всякого отклонения (выражающегося в электрическом сопротивлении тела), невзирая на тепловое движение его атомов» [111.С.15].

Так появилось представление о переходе в сверхпроводящее состояние как о кристаллизации электронного газа в своего рода кристаллическую электронную решетку. Представление об электронной решетке в металлах (наряду с атомной) развивалось в связи с попытками объяснения сил сцепления атомов в металлах. Гипотеза конденсации и кристаллизации электронов в металлах при их переходе в «сверхпроводящее» состояние не получила развития. Взамен трехмерной электронной кристаллической решетки, способной скользить без сопротивления сквозь решетку металлических ионов, появилось представление об одномерных электронных цепочках, способных скользить по атомным цепочкам кристаллической решетки.

Я. И. Френкель писал: «К аналогичному представлению об одномерных электронных цепочках, скользящих по цепочке ионов, как по конвейеру, пришел и я» [111.С.16]. Не анализируя подробно идею о «сверхпроводящих электронных цепочках», легко перемещающихся по атомным цепочкам кристаллической решетки, отметим только следующее. Проводники и «сверхпроводники» обычно состоят из множества кристаллических зерен, по-разному (хаотически) ориентированных. Поэтому «конвейера» вдоль проводника или «сверхпроводника» не может быть, так как *развернуть* кристаллы зерен, да еще без сопротивления (не затрачивая колоссальной энергии), нельзя. И второе замечание: если отдельные электроны перемещаются в проводнике с сопротивлением, то необъяснимо, как могут цепочки электронов *перемещаться* в

проводнике без сопротивления среды. Если не будут устранены отмеченные и другие противоречия, то идея электронной конденсации в сверхподвижные цепочки не получит развития и подтверждения. Но эта идея не исчезла, а существенно изменилась в виде конденсации электронов в пары в момент перехода тел в «сверхпроводящее» состояние.

В работе [25] есть информация о том, что о существовании двухэлектронных биполярных состояний писал Р. А. Огг еще в 1945 г., который наблюдал аномально высокую проводимость в биполярных металл-аммиачных растворах, замороженных в жидком азоте. В 1946 г. Р. А. Огг утверждал, что ток, индуцированный в кольце из замороженного раствора натрия, в аммиаке не затухает в течение нескольких минут, что соответствует падению сопротивления на семнадцать порядков по сравнению с электросопротивлением раствора в жидком состоянии. Кольцо из замороженного раствора помещалось в электромагнит ($H \approx 15\,000$ Гс), и после отключения внешнего магнитного поля наблюдалось магнитное поле вблизи кольца в течение 1–2 мин.

Опыты Р. А. Огга в 1973 г. повторили И. М. Дмитренко и И. О. Щеткин. Традиционно считается, что это были первые эксперименты по обнаружению относительно высокотемпературной (при 77 К) «сверхпроводимости». Опыты Р. А. Огга и других ученых аналогичны опытам Оннеса с кольцеобразным образцом из твердой (замороженной в жидком гелии) ртути. Отметим еще раз, что во всех этих случаях с бóльшим основанием следует

утверждать об открытии экстремальных намагничиваемостей образцов.

А. С. Давыдов в работе [38] писал, что М. Шафрот в 1951 г. указал на невозможность объяснить «эффект Мейсснера», если в качестве начального выбрать состояние, не содержащее связанных пар электронов. А в 1956 г. американский физик Л. Купер предложил следующую описательную модель взаимодействия электронов с решеткой. Когда отрицательно заряженный электрон движется среди противоположно заряженных ионов решетки, то он поляризует решетку, т. е. притягивает к себе ближайшие ионы. При этом локально возрастает плотность положительного заряда, электрон как бы окутывается облаком (полем) положительного заряда, и к этому облаку притягивается второй электрон, в свою очередь, несущий «на себе» область поляризации решетки. Возникающее взаимное притяжение прежде свободных электронов связывает электроны в пары, получившие впоследствии название *куперовских пар* [41]. При таком описании процесса образования куперовских пар возникает ряд принципиальных вопросов: почему и как легкие электроны притягивают к себе тяжелые и закрепленные в решетке ионы, а не наоборот? Почему поток электронов выстраивается попарно, а не в последовательные цепочки, как по Я. И. Френкелю? И вообще, при переходе к «сверхпроводимости» электроны вряд ли спариваются, так как они существуют в атомах в форме диполей – двух связанных электронов с различными спинами. Заметим, кстати, что за пред-

ложение и разработку идеи о спаривании электронов при переходе к «сверхпроводимости» Л. Купер был удостоен Нобелевской премии.

В пятидесятые годы прошлого века академик Л. Д. Ландау и член-корреспондент АН СССР В. Л. Гинзбург предприняли попытку создания теории «сверхпроводимости» как сверхтекучести свободных электронов в металлах. Вот что тогда писал В. Л. Гинзбург: «Глубокая аналогия, существующая между сверхтекучестью и сверхпроводимостью, очевидна... Явление сверхпроводимости может рассматриваться как сверхтекучесть электронной жидкости в металле» [29.С.158]. Такое мнение о «сверхпроводимости» возникло в связи с тем, что П. Л. Капица обнаружил сверхтекучесть гелия при криогенных температурах, близких к абсолютному нулю. Так в теории «сверхпроводимости» возникла новая гипотеза, в которой электронный газ единичных и/или спаренных электронов был заменен электронной жидкостью, способный двигаться в проводнике без сопротивления. За это П. Л. Капица удостоен Нобелевской премии в 1978 г.

Так как сверхтекучесть была взята в качестве аналога «сверхпроводимости», то необходимо здесь кратко рассмотреть суть явления сверхтекучести изотопа гелия ^{4}He без трения о соприкасаемую поверхность.

В 1937 г. П. Л. Капица обнаружил, а в 1947 г. опубликовал, что жидкий гелий II (^{4}He) способен легко, самопроизвольно протекать через капилляры и щели, так как, во-первых, размер этих

атомов гелия при температурах порядка 1–2 К по расчетам сравним с межатомными расстояниями твердых тел. Обычный атомарный гелий имеет атомное число 2, а его изотоп ^{4}He – это, по-существу, спаренный гелий из двух атомов. Свойства этого изотопа существенно отличаются от свойств ^{2}He и ^{3}He тем, что в нем две пары электронов, т. е. два диполя, которые компенсируют магнитные поля друг друга, и, возможно, поэтому ^{4}He становится, с одной стороны, не просто инертным, а наиболее нейтральным по отношению к находящимся поблизости другим атомам. Однако атомы подложки, отверстий, щелей, т. е. поверхностей любых твердых тел являются (в силу большой внутренней энергии) поверхностно-активными по отношению к практически нейтральному ^{4}He, притягивают его к себе с силой P, и смачиваемость поверхности оказывается максимальной. С другой стороны, поверхностное напряжение ^{4}He, т. е. сила F кулоновского взаимного притяжения изотопных атомов ^{4}He, и коэффициент поверхностного натяжения α близки к нулю. Так создается условие, что $P>>F$, и поэтому жидкий ^{4}He становится «сверхтекучим». Но при всяком движении есть трение, есть процесс, уменьшающий энергию движения. В случае с ^{4}He сила трения намного меньше силы поверхностной активности атомов (P) твердого тела, по поверхности которого течет жидкий гелий II и меньше силы поверхностного натяжения самого гелия. Поэтому создается впечатление, что это течение гелия происходит без трения. Аналогией здесь может быть спуск с горы на санках или

на велосипеде без вращения педалей. Этот самопроизвольный спуск при равенстве сил трения и земного притяжения будет происходить при постоянной скорости, а спуск с крутой горы – ускоренно. Из этого не следует, что спуск происходит без трения. Так и в случае со сверхтекучестью гелия.

Такое объяснение сверхтекучести гелия II, т. е. ^{4}He, вполне согласуется с классической теорией капиллярных явлений жидкостей, и для этого не требуется вводить «элементарные возбуждения в жидком гелии II», которых почему-то нет в других жидкостях, в He^2 и He^3, так как жидкий гелий II – единственная жидкость, в которой квантовые эффекты почему-то проявляются раньше, чем жидкость затвердевает.

Теоретическое объяснение сверхтекучести гелия II и связи между явлениями сверхтекучести и квантовыми свойствами жидкого гелия II было предложено Л. Д. Ландау еще в 1941 г. Квантовый характер жидкого He^4 обусловлен относительно слабым взаимодействием атомов гелия. В других жидкостях взаимодействие атомов достаточно сильное, поэтому они затвердевают до того, как появляются квантовые эффекты. В твердом теле при абсолютном нуле температуры атомы находятся в энергетически минимальном состоянии. При температурах, отличных от нуля, система атомов находится в *возбужденном состоянии* – атомы совершают колебания около положений равновесия. Далее следует: «Энергия кристалла будет суммой энергий квантовых осцилляторов. Каждый из осцилля-

торов при этом может находиться в каком-либо из возбужденных состояний. Вместо того чтобы говорить об осцилляторе в *n*-м возбужденном состоянии, можно рассматривать *n* колебательных квантов. Эти кванты – фононы – соответствуют звуковым волнам, подобно световым квантам – фотонам, представляющим волны света. Таким образом, состояние системы характеризуется совокупностью длинноволновых звуковых квантов – фононов. Фононы обладают энергией, которая линейно связана с импульсом (точнее, «квазиимпульсом»). Используя представление о фононах, можно объяснить все свойства твердых тел при низких температурах... Каждое элементарное возбуждение ведет себя подобно некоторой квазичастице, способной двигаться сквозь тело. Оно обладает определенной энергией и импульсом» [113.С.10–11].

Прежде чем продолжить цитирование источника [113], остановимся на изложенных началах теории сверхтекучести. В приведенной цитате есть несколько недопустимых подмен понятий. Колебание атомов кристалла подменено термином «осцилляторы», а последнее – колебательными квантами. Эти кванты переименованы в фононы, которые подобны квазичастице, способной двигаться сквозь тело. Так колебания (возбуждения) атомов превращаются в квазичастицы, обладающие собственной энергией *E* и импульсом *P*. И почему-то такая изначально запутанная теория «может объяснить все свойства твердых тел при низких температурах». Это странно и бездоказательно. Почему,

собственно, все вышеприведенные в теории рассуждения о фононах твердого тела с необыкновенной легкостью перенесли на жидкий гелий II, как будто эти агрегатные состояния идентичны, не имеют принципиальных различий. Различие есть хотя бы в том, что атомы твердого тела имеют точки или «положения равновесия», а атомы жидкости, тем более сверхтекучей жидкости, такого «положения равновесия» не имеют, и поэтому, очевидно, в жидкостях нет придуманных в теории фононов.

Продолжим цитирование: «Малым импульсам соответствуют длинноволновые возбуждения, которые, как *очевидно*, в жидкости являются просто *продольными* звуковыми колебаниями. Таким образом, соответствующие элементарные возбуждения представляют собой звуковые кванты – фононы. Энергия фононов E является линейной функцией импульса P:

$$E = c \cdot P \,,$$

где c – скорость звука.

...Дело в том, что одних фононов оказалось недостаточно для объяснения температурной зависимости и абсолютной величины таких характеристик, как, например, теплоемкость. Как легко видеть, элементарные возбуждения с энергией вблизи минимума... будут давать конкурирующий с фононами вклад во все термодинамические величины. Соответствующие возбуждения были названы *ротонами*» [113].

И далее: «Концепция элементарных возбуждений предпо-

лагает, что количество их невелико, так что энергия их взаимодействия между собой невелика по сравнению с собственной энергией. В этом случае *газ* элементарных возбуждений может рассматриваться как идеальный газ. ...При возбуждении жидкости фононы и ротоны могут появляться поодиночке. ...Фононный и ротонный газы описываются в равновесии... функциями статистики Бозе. ...При температурах порядка 1,7–1,8 К и ниже в гелии фононный и ротонный газы можно считать идеальными» [113.С.12,13]. Так возмущения, колебания атомов решетки чудесным образом поэтапно превращаются в фононный и ротонный идеальные газы. При этом остается все же непонятным, как эти ниоткуда появляющиеся при температурах 1–2 К газы связаны с атомами самой сверхтекучей жидкости – гелия II. Что сверхтечет – гелий II или мистические фононный и ротонный газы в нем? Поиск ответа приводит к мысли, что материальный гелий II опять-таки подменяется надуманными фононными и ротонными идеальными газами. Вот такая теория сверхтекучести перенесена с некоторыми дополнениями и изменениями на явление «сверхпроводимости». Не случайно поэтому о неприменимости теории возмущений для описания свойств «сверхпроводников» впервые говорил в 1951 г. физик М. Шафрот, указавший, в частности, что эта теория не может объяснить эффект Мейсснера ни в каком конечном порядке теории возмущений. К аналогичному выводу пришел в 1960 г. физик-теоретик А. Б. Мигдал, показавший, что в рамках теории возму-

щений в системе электронов нет энергетической щели для объяснения эффекта Джозефсона [38].

Еще «в 1933 г. К. Я. Гортер и Х. Казимир предполагали *двухжидкостную модель* сверхпроводящего состояния электронов проводимости металлов, в соответствии с которой при переходе в сверхпроводящее состояние не все электроны становятся сразу сверхтекучими, а только часть их, зависящая от температуры. В соответствии с моделью Гортера–Казимира в сверхпроводнике при температурах ниже критической существуют как бы две электронные жидкости – нормальная (N) и сверхпроводящая (S), определяющие все необычные свойства сверхпроводника. Соотношение между плотностями (количеством) этих электронных компонент изменяется с температурой. Во многих случаях двухжидкостная модель оказывается полезной для качественного анализа» [24]. При таком представлении о двухжидкостной электронной «сверхпроводимости» электросопротивление не должно было становиться нулевым за счет прохождения по проводнику части электронов нормальной проводимости, т. е. с сопротивлением их движению.

Почти двадцать пять лет спустя после К. Я. Гортера и Х. Казимира несколько иную двухжидкостную теорию «сверхпроводимости» развили в 1957 г. американские ученые Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Р. Шриффер, ставшие позднее лауреатами Нобелевской премии. Их теория получила аббревиатуру БКШ. В основу математического обоснования теории БКШ положены методы,

развитые нашим соотечественником Н. Н. Боголюбовым.

Дж. Р. Шриффер в обстоятельной монографии [122] написал, что «в сверхпроводящем состоянии конечная доля электронов сконцентрирована в “макромолекулу”, т. е. “сверхтекучую жидкость”, распространенную на весь объем системы и способную к движению как целое. При нулевой температуре конденсация является полной, и все электроны участвуют в формировании этой сверхтекучей жидкости... При увеличении температуры часть электронов “испаряется” из конденсата и образует слабо воздействующий газ возбуждений (или “нормальную жидкость”), который также распространяется на весь объем системы; нормальный и сверхпроводящий компоненты при этом проникают друг в друга. Когда температура приближается к критическому значению T_c, доля электронов, остающихся в сверхтекучей жидкости, стремится к нулю, и система претерпевает фазовый переход второго рода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Эта двухжидкостная картина, описывающая свойства сверхпроводника, формально аналогична картине, характеризующей сверхтекучий ^{4}He, хотя между этими системами и имеются важные различия».

Далее читаем, что «микроскопическую теорию сверхпроводимости, предложенную Бардиным, Купером и автором, можно изложить на языке подобной двухжидкостной картины. В первом приближении сверхтекучая жидкость образована из электронных пар, связанных силами поляризации решетки. Эти пары *сильно*

перекрываются в пространстве... Согласно теории, нормальная жидкость образована газом элементарных возбуждений системы» и т. д.

Приведем здесь только некоторые суждения об этой теории.

1. «Микроскопическая теория Бардина–Купера–Шриффера (теория БКШ) утверждает, что сверхпроводимость металлов обусловлена образованием связанных состояний электронных пар. Как же может возникнуть притяжение между такими двумя одинаково заряженными частицами, как электроны в металле? Теория БКШ объясняет этот феномен взаимодействием электронов с решеткой. Однако соответствующие вычисления не основываются на наглядных физических представлениях» [74.С.61–62].

2. «К сожалению, теория БКШ не отвечает на вопрос, почему не все металлы являются сверхпроводниками, и она не может предсказать сверхпроводящие свойства того или иного металла или сплава. Константа электрон-фононного воздействия V, входящая в основное уравнение энергии конденсации пар, не определена через известные микроскопические параметры металла и остается неизвестной» [41].

К настоящему времени известно несколько модификаций теории БКШ. Считается, что результаты физико-математической части теории БКШ получаются гораздо проще с помощью теории Гинзбурга–Ландау и отличаются числовыми значениями коэффициентов.

Наконец, следует упомянуть о выдвигавшемся в 1980 г. рас-

смотрении «сверхпроводимости» в обобщенной модели «желе» [26].

В качестве выводов из вышеизложенной информации можно констатировать, что ни одна из предлагавшихся моделей (микроскопических теорий) «сверхпроводимости» не является удовлетворительной и приемлемой. Те разнообразные понимания «сверхпроводимости», которые были и есть, исходят из навязчивой идеи (априорного постулата) о том, что в «сверхпроводнике» электроны в любом виде и состоянии должны непременно куда-то течь, перемещаться – и в обычном проводнике, и (по аналогии) в «сверхпроводнике», тогда как многие факты противоречат этому представлению. Поэтому возникает устойчивое альтернативное умозаключение о том, что электроны атомов не текут внутри и вдоль проводника или спиралеобразно, а с ними происходит в атомах нечто другое. Во всех микроскопических теориях проводимости и «сверхпроводимости» электроны, хоть и взаимодействуют со своими атомами, но существуют в проводнике самостоятельно, свободно, вне своих атомов и как вторая субстанция. Все же наиболее вероятно, что это не так, что все электроны находятся внутри своих атомов и, следовательно, не движутся, не текут впереди или за электромагнитным полем, распространяющимся по проводнику, а только передают его под действием соответствующего полевого напряжения.

3.3. Краткий анализ феноменологических теорий «сверхпроводимости»

Феноменологизм (от греч. phainomenon – явление) – методологический подход, принцип познания, согласно которому теория имеет дело только с явлением (феноменом) как таковым, как «непосредственно данным», наблюдаемым, а не с его сущностью, не с «вещью в себе», которая в такой теории остается скрытой и непознанной до конца. Феноменологическая теория создается на основе умозрительных представлений о фактах (свойствах) явления, на предположениях (постулатах), принимаемых в качестве фактов. Такая теория, не касающаяся сущности (внутренней природы) описываемого явления, носит общий, макроскопический подход. Но, как известно, «сущность является, а явление есть реализация сущности». Поэтому, в частности, научно обоснованная физическая теория должна сочетать в себе две взаимосвязанных части – микроскопическое и макроскопическое (феноменологическое) описание исследуемого явления. Однако, феноменологическая теория любого физического явления (процесса) должна основываться на фактах и на объективных результатах микроскопического, то есть сущностного, описания (микроскопической теории) исследуемого объекта. В качестве исходных предпосылок, априорных предположений или постулатов у правильной феноменологической теории могут быть только логические выводы и возможные (наиболее вероятные) научнообоснованные

предположения, а не произвольно выдуманные. Истинность любой, в том числе и феноменологической, теории, её правильность, достоверность и адекватность, как известно, подтверждаются практикой (опытом, экспериментами, наблюдениями). Если феноменологическая теория физики «не освещает путь практике», не предсказывает, не обеспечивает, то есть не дает возможности количественно рассчитать свойства исследуемого объекта, то такая «теория» (точнее говоря, гипотеза) не может считаться теорией, то есть систематизированным знанием, подтвержденным экспериментально (практикой).

Обычно феноменологические макроскопические теории чрезмерно математизированы. Применение абстрактной математики при описании конкретной объективной реальности без тщательного учета внутренней природы исследуемого объекта, то есть в отрыве от его физической сущности и от количественных характеристик свойств приводит к нереальным, ошибочным результатам.

Внедрение в научную физику абстрагированных, математизированных макроскопических, то есть феноменологических, теорий привело к кризису в физике (см. [67]), который состоит в том, что содержание, сущность описываемого ими объекта заменяется символами, знаками и произвольными математическими действиями (операциями) с этими символами, знаками, допущениями, исключениями и т. д.

В классической работе В. И. Ленина [67] показано, что «кризис в физике состоит в завоевании физики духом математики… Теоретическая физика стала математической физикой… Элементы, в качестве реальных, объективных данных, т. е. в качестве *физических* элементов, исчезли совершенно. Остались только формальные отношения, представляемые дифференциальными уравнениями… «Материя исчезает», остаются одни уравнения… Разум предписывает законы природы» [67.С.329].

Вероятно, апофеозом идеологии феноменологизма в физике можно считать суждения академика Л. Д. Ландау, изложенные им в статье «О фундаментальных проблемах» (1960 г.). Там написано так, что при создании теории «мы вынуждены находить аналитические свойства…, исходя из гамильтонова формализма. Однако нужно быть очень наивным, чтобы пытаться придать «строгость» таким выводам; нельзя забывать, что мы получаем реально существующие уравнения из гамильтонианов, которые в действительности не существуют.

Мне кажется, что за последние годы теория заметно прогрессировала в указанном направлении и недалеко то время, когда будут окончательно написаны уравнения новой теории.

Нужно, однако, иметь в виду, что в этом случае в отличие от ситуации, существовавшей ранее в теоретической физике, написание уравнений ознаменует не конец, а начало создания теории. Уравнения теории будут представлять собой бесконечную систему интегральных уравнений, каждое из которых имеет вид бес-

конечного ряда, и будет очень трудно работать с такими уравнениями.

Сейчас, конечно, невозможно представить, сколько констант в теории можно будет выбрать произвольно. Мы не можем даже исключить возможность того, что уравнения вообще не будут иметь решений, т. е. что в теории снова возникнет нуллификация. Это можно будет рассматривать как строгое доказательство нелокальности природы» [61.Т.2.С.384].

К сожалению, корифей советской и мировой науки, академик Л. Д. Ландау предсказал нам безрадостную перспективу развития теоретической физики, то есть предложил тупиковый путь развития физических теорий на основе феноменологических принципов и *абстрактных* математических методов «построения» физических теорий *конкретных* объектов или явлений природы.

Первым основополагающим постулатом всех известных феноменологических теорий «сверхпроводимости» является априорное утверждение о том, что в «сверхпроводнике» самопроизвольно перемещаются электроны и этим образуют незатухающий электрический ток. Такое утверждение не является реальным фактом; оно не подтверждено прямыми измерениями или наблюдениями за потоком электронов и поэтому не может приниматься в качестве объективной предпосылки для логического создания феноменологической теории «сверхпроводимости». Экспериментально наблюдаемым фактом является незатухающее магнитное

поле «сверхпроводника». Из этого и следует исходить.

Другие постулаты (исходные предпосылки, условия) феноменологических теорий также вызывают сомнения. Обратимся к этим теориям.

Первую феноменологическую теорию «сверхпроводимости» предложили в 1935 г. братья Ф. Лондон и Г. Лондон. [134-137] В своей теории Лондоны придерживались «двухжидкостной» модели «сверхпроводника», предложенной ранее К. Я. Гортнером и Х. Казимиром. По этой модели в «сверхпроводнике» якобы существуют электроны двух типов – «нормальные» электроны проводимости с концентрацией n_n(Т) и «сверхпроводящие» с концентрацией n_s(Т). Полная концентрация электронов $n = n_n + n_s$. Концентрация «сверхпроводящих» электронов убывает с ростом температуры и обращается в нуль при $T=T_{кр}$, а при $T\to0$ она стремится к полной плотности электронов n. «Сверхпроводящий» ток обеспечивается незатухающим движением «сверхпроводящих» электронов, а нормальные при этом ведут себя обычным образом [46.С.27]. Странно, что здесь и во многих других источниках как бы доказательством «сверхпроводимости» являются слова: «Сверхпроводящий ток обеспечивается незатухающим движением сверхпроводящих электронов». Это же логическая тавтология – тривиальная логическая ошибка в определении или в доказательстве «чего-либо через то же самое».

Судя по учебной литературе, в теории Лондонов часть признаваемой ими нормальной проводимости электронов в реальном

«сверхпроводнике» почему-то не учитывалась. Теория абстрагирована от своей микроскопической модели. В противном случае общее сопротивление двухжидкостному току электронов в «сверхпроводнике» должно быть больше нуля, т. е. $R \neq 0$, а в теории постулируется, что $R=0$. В этом состоит существенное внутреннее противоречие теории Лондонов.

Другим противоречивым постулатом первой феноменологической теории сверхпроводимости является то, что «теория Лондонов исходит из предположения, что вектор-потенциал электромагнитного тока в данной точке выражается через ток в той же точке». «Разработка макроскопических теорий сверхпроводимости и сверхтекучести не привела, однако, непосредственно к пониманию причин этих явлений, их внутреннего механизма, и вопрос о построении микроскопической теории, которая объясняла бы их исходя из основных законов квантовой механики, оставался открытым» [12.С. 298–299].

Можно прочитать, что Ф. Лондон в результате «напряженных размышлений» над странностью эффекта Мейсснера выдвинул следующее предположение: в сверхпроводнике под действием внешнего магнитного поля возникает «жесткая» упорядоченная волновая функция сверхпроводящих электронов, что и обеспечивает сверхпроводимость [41]. «Согласно теории Ф. и Г. Лондонов, сверхпроводимость является следствием “жесткости” волновой функции электронов по отношению к внешнему магнитному полю, а сам сверхпроводник как бы представляет собой

«один большой диамагнитный атом» [122]. Предположения о потоке электронов ($J \neq 0$), об отсутствии электросопротивления в «сверхпроводнике» ($R=0$) и о полном его диамагнетизме были заложены Лондонами в преобразования формул классической электродинамики, и «это стало основой для дальнейшего развития электродинамики сверхпроводников… Физик-теоретик Фриц Лондон первый указал, что для объяснения эффекта Мейсснера и существования постоянных сохраняющихся токов в сверхпроводящих кольцах необходимо предположить, что между электронами в сверхпроводнике имеется какая-то дальнодействующая связь и их движение оказывается скоординированным» [114.С.10]. «Ф. Лондон выдвинул… диамагнитную гипотезу, в которой сверхпроводник рассматривается, как гигантский атом с большим числом электронов… В каждой макроскопической теории имеются какие-либо необъясненные предпосылки. Так в теории Ф. Лондона и Г. Лондона остается неясным происхождение основных уравнений» [119.С.274–275].

При анализе любой теории на ее правильность надо исходить из законов формальной логики, по которым, если основополагающие утверждения не верны, то последующие теоретические построения (силлогизмы) и умозаключения не могут быть истинными. По такой причине теория Лондонов оказалась ошибочной, но ее все же многократно и практически малоэффектно пытались улучшать, «модернизировать».

Наиболее основательной переработке подверглась теория

Лондонов в работах академиков В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау. Они в 1950 г. опубликовали (при отсутствии ясности в природе возникновения сверхпроводящего состояния [41]) свою феноменологическую теорию «сверхпроводимости» электронов, учитывающую «сверхтекучесть квантовых электронов», факт фазового перехода второго рода проводника в «сверхпроводящее» состояние, практически те же электрофизические постулаты и тезис о «жесткости» волновой функции Ψ движущихся в металле электронов, приняв, что $|\psi|^2$ равняется плотности «сверхпроводящих» носителей зарядов n_s. При этом отмечается, что ограничивающим условием применимости теории Гинзбурга – Ландау является близость температуры образца к критической [29.С.34].

Но обратимся непосредственно к феноменологической теории «сверхпроводимости» академиков В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау.

В совместной работе академиков Л.Д. Ландау и В.Л. Гинзбурга «К теории сверхпроводимости», опубликованной в «Журнале экспериментальной и теоретической физики», № 20 (1064) в 1950 г., читаем, что не существует сколько-нибудь развитой микроскопической теории сверхпроводимости, однако феноменологическая теория процессов в сверхпроводниках находится в значительно лучшем состоянии и надежно базируется на уравнениях Ф. и Г. Лондонов [61.С.112]. И далее дословно: «При отсутствии магнитного поля переход в сверхпроводящее состояние, имеющий место при критической температуре $T_к$, является фазовым

переходом второго рода. В общую теорию таких переходов всегда входит некоторый параметр η, отличный от нуля в упорядоченной фазе и равный нулю в неупорядоченной. Например, в случае сегнетоэлектрика роль η играет спонтанная поляризация P_S, а в случае ферромагнетиков – спонтанное намагничивание M_S. В сверхпроводниках, где упорядоченной является сверхпроводящая фаза, мы обозначаем характеризующий сверхпроводник параметр через Ψ. При $T > T_к$ в состоянии термодинамического равновесия Ψ = 0, а при $T < T_к$ Ψ ≠ 0. Мы будем исходить из того, что Ψ играет роль некоторой «эффективной» волновой функции “сверхпроводящих электронов”. В соответствии с этим функция Ψ может быть определена лишь с точностью до произвольной постоянной фазы. Поэтому все наблюдаемые величины должны зависеть от Ψ и Ψ* таким образом, чтобы они не изменялись при умножении Ψ на постоянную типа e^{ia}.

Отметим также, что, поскольку количественная связь между Ψ и наблюдаемыми величинами еще не определена, мы можем нормировать Ψ произвольным образом. Ниже мы увидим, как можно выбрать эту нормировку для того, чтобы $|\Psi|^2$ равнялся вводимой обычным образом концентрации “сверхпроводящих электронов” n_s» [61.С.114,115].

Как видно из приведенной цитаты, вначале авторы исходят из того, что переход метала в «сверхпроводящее» состояние есть, так называемый, фазовый переход второго рода, то есть это явле-

ние ни что иное, как изменение магнитных свойств путем поляризации P_S электронных диполей в сегнетоэлектриках, а точнее говоря в сегнетомагнетиках, и намагничивания M_S опять-таки в результате поляризационного упорядочения («выстраивания») электронной структуры атомов ферромагнетиков вдоль действия внешнего (даже земного) магнитного поля.

В данном случае исходно мы имеем магнитные свойства и их показатели *стационарного* состояния (поляризованности, намагниченности) электронов по отношению к их атомам. Но тут же авторы реальные, измеряемые показатели (P_S и M_S) *статического* (неизменяющегося) состояния по своему желанию и произвольно *подменяют* некоторой абстрактной волновой функцией Ψ, но уже будь-то бы *движущихся* вдоль проводника “сверхпроводящих электронов”, то есть функцией не для связанных, а свободно движущихся электронов в металле и почему-то без сопротивления этому интенсивному («сверхтекучему») движению. Такие подмены (или подлоги) в научной логике считаются грубой ошибкой или умышленной подгонкой под желаемый результат.

С другой стороны авторы [61] по своему усмотрению наделяют придуманную ими функцию волновыми свойствами приписанными “сверхпроводящим электронам”. Математическое написание этой функции основано на гипотетических предположениях, допущениях и т.п., а также на необоснованных, произвольно включенных математических действиях. А требуется, чтобы физические формулы были содержательными, то есть, чтобы они

состояли из объективных показателей свойств и адекватных действий с ними. Только в таком случае формулы и теория могут быть правильными.

В последней книге Лауреата Нобелевской премии, академика В. Л. Гинзбурга [31] читаем, что учёные «в 1934 г. пришли к так называемому двухжидкостному подходу к сверхпроводимости…

В согласии с двухжидкостной картиной полная плотность электрического тока в сверхпроводнике

$$J = J_s + J_n \ ,$$

где J_s и J_n – соответственно плотности сверхпроводящего и нормального токов.

Нормальный ток в сверхпроводнике, по сути дела, не отличается от тока в нормальном металле и в локальном приближении

$$J_n = \sigma_n(T)E \ ,$$

где E – напряженность электрического поля и σ_n – проводимость «нормальной части» электронной жидкости; в дальнейшем для простоты, если не оговорено противное, положим J_n=0.

В 1935 г. Ф. Лондон и Г. Лондон предложили для J_s уравнения (их называют уравнениями Лондонов)

$$\mathrm{rot}(\Lambda J_s) = -\frac{1}{c}H \ ,$$

$$\frac{\partial(\Lambda J_s)}{\partial t} = E \ ,$$

где Λ – некоторая постоянная» [31. С. 48].

И далее: «Если записать J_s в виде $J_s = en_sv_s$, где n_s – концентрация зарядов, то… при n_s = const

$$\Lambda = \frac{m}{e^2 n_s} .$$

… При таком подходе основное уравнение Лондонов просто постулируется» [31. С. 49].

Со своей стороны добавим, что при e = const, n_s = const и v = const плотность тока сверхпроводимости J_s всегда имеет некоторое конечное значение, что противоречит представлению о «сверхпроводимости» как о токе с бесконечной проводимостью, с нулевым электросопротивлением и неограниченно большим током.

В. Л. Гинзбург писал: «В те далекие годы я продолжал рассматривать… вопросы теории сверхпроводимости… Было показано, что теория Лондонов приводит к неверным результатам при рассмотрении разрушения сверхпроводимости тонких пленок и при вычислении поверхностной энергии на границе между сверхпроводящей и нормальной фазами. Да и в целом стало ясно, что теория Лондонов непригодна в сильных полях H, сравнимых с H_c»[31.С.211].

В другом месте читаем: « Уравнения Лондонов сохраняют свое значение в настоящее время, но только в слабом поле

$$Í << H_c ,$$

где H_c – критическое магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость (уравнения Лондонов несправедливы в условиях нелокальной связи тока с полем»[31. С. 49].

Однако «довольно широко распространено мнение, что феноменологическая теория процессов в сверхпроводниках надежно базируется на уравнении Ф. и Г. Лондонов»[31. С. 123]. «…Такой теорией, обобщающей теорию Лондонов, устраняющей отмеченные трудности и приводящей к ряду новых выводов, является Ψ – теория, построенная в 1950 г. В том же году мной был написан обзор, посвященный макротеории сверхпроводимости, включающей Ψ – теорию» [31. С. 50].

Но обратимся к Ψ – теории Гинзбурга-Ландау, основанной на ошибочной, несправедливой, постулированной и часто с неверными результатами.

В статье В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау « К теории сверхпроводимости», опубликованной в 1950 г., находим следующие основные положения Ψ – теории: «В сверхпроводниках, где упорядоченной является сверхпроводящая фаза, мы обозначим характеризующий сверхпроводник параметр через Ψ. При $T > T_K$ в состоянии термодинамического равновесия Ψ=0, а при $T < T_K$ Ψ≠0. Мы будем исходить из того, что Ψ играет роль некоторой «эффективной» волновой функции «сверхпроводящих электронов». В соответствии с этим функция Ψ может быть определена лишь с точностью до произвольной постоянной фазы. Поэтому все наблюдаемые величины должны зависеть от Ψ таким обра-

зом, чтобы они не изменялись при умножении Ψ на постоянную типа exp (*ia*).

Отметим также, что поскольку количественная связь между Ψ и наблюдаемыми величинами еще не определена, мы можем нормировать Ψ произвольным образом. Ниже мы увидим, как нужно выбирать эту нормировку для того, чтобы $|\Psi|^2$ равнялся вводимой обычным образом концентрации «сверхпроводящих электронов n_s». …В состоянии равновесия… должно быть $|\Psi|^2 = 0$ при $T \geq T_K$ и $|\Psi|^2 > 0$ при $T < T_K$. … В состоянии равновесия при $T \leq T_K$

$$|\Psi|^2 \equiv |\Psi_\infty|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} = \frac{(d\alpha/dT)_K (T_K - T)}{\beta_K} ,$$

где учтено, что в пределах справедливости… $\alpha(T)=(d\alpha/dT)_K$ и $\beta(T)=\beta_K$ выбор знака ∞ у Ψ определяется соображениями удобства». И далее: «… Дело, однако, в том, что введенная выше Ψ – функция отнюдь не является истинной волновой функцией электронов в металле, а есть некоторая усредненная величина»[31. С. 125–127].

С другой стороны по Ψ-теории «в сверхпроводнике течет ток, определяемый величиной $|\Psi|^2$, пропорциональной концентрации «сверхпроводящих электронов» [31. С. 211].

Судя по вышеприведенным цитатам Ψ-теория Гинзбурга-Ландау отличается от феноменологической теории братьев Лондонов тем, что вместо концентрации, то есть плотности «сверх-

проводящих электронов» в токе сверхпроводимости j_s, введен неопределенный параметр Ψ, то ли как «волновая функция», то ли как «некоторая усредненная величина» концентрации сверхпроводящих электронов в теле.

Итак, «теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау», как и все другие, полна противоречий и поэтому она не может считаться правильной научной теорией.

«В теории Гинзбурга и Ландау не выяснен смысл функции Ψ и связь ее с истинными волновыми функциями электронов в металле и не объяснена связь основных параметров α и β с микроскопическими характеристиками сверхпроводников (так, в частности, ничем не обоснована необходимость увеличения χ (диамагнитной восприимчивости) с ростом количества примесей в металле)» [119. С. 274]. Существуют и другие замечания к теории Гинзбурга – Ландау.

Академик А. А. Абрикосов в 1957 г., использовав теорию Гинзбурга-Ландау, как теорию фазового перехода вещества второго рода, создал свою теорию «сверхпроводимости» второго рода.

Он предположил, что при «сверхпроводимости» энергия границы раздела между предполагаемыми нормальной и «сверхпроводящей» фазами двухжидкостной модели σ_{ns} может иметь как положительное ($\sigma_{ns} > 0$), так и отрицательное ($\sigma_{ns} < 0$) значение. Но энергии и вообще чего-либо меньше нуля, то есть меньше ничего, не бывает. Однако считается, что «сверхпроводники»

с $\sigma_{ns} > 0$ – это сверхпроводники первого рода. А сплавы и химические соединения, которые тоже являются «сверхпроводниками», по Абрикосову, имеют $\sigma_{ns} < 0$ и поэтому они являются «сверхпроводниками» второго рода.

Очевидно, что если $\sigma_{ns} > 0$, то «сверхпроводимости» с $R = 0$ ($\rho = 0$) быть не может, так как эта энергия взаимосвязи между двумя различными потоками электронов, то есть между нормальным и «сверхпроводящим» потоками спаренных электронов, будет проявляться и создавать электросопротивление в силу различной скорости движения и передачи обычной (нормальной) и «сверхпроводящей» электрической энергии частиц с зарядами e и $2e$.

С целью дальнейшего развития феноменологической части теории «сверхпроводимости» в том же 1957 г. Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер (США) предложили свою теорию [4]. В основу математического обоснования теории Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) положены методы, разработанные советским физиком-теоретиком и математиком Н. Н. Боголюбовым. Но в теории БКШ обобщены сомнительные результаты теоретических исследований их предшественников.

Л. Купер в 1956 г. предположил, что «сверхпроводящие» электроны по какой-то неизвестной причине не отталкиваются, а притягиваются друг к другу, образуя взаимосвязанное состояние. Связанная пара электронов получила название куперовской пары.

В теории БКШ просто утверждается, что учёт гипотетического электрон-фононного взаимодействия может при определенных условиях привести к притяжению отрицательно заряженных электронов, имеющих противоположные спины (разные направления вращения). Такие спаренные электроны должны обладать нулевым суммарным спином и вероятно нулевым зарядом. Если температура тела ниже соответствующей критической температуры $T_{кр}$, то его спаренные электроны (по теории БКШ) скапливаются (конденсируются). Происходит будто бы так называемая бозе-конденсация. Далее утверждается, что течение такого конденсата (конгломерата) внутри тела, почему-то должно быть сверхтекучим, бездиссипативным, без сопротивления.

Итак, «сверхпроводимость» по теории БКШ представляется так. При $T < T_{кр}$ в «сверхпроводнике» создается конденсат куперовских пар электронов. Этот конденсат обладает необычным свойством сверхтекучести. Поэтому утверждается, что электрический ток должен без сопротивления распространяться в «сверхпроводнике», но не бозе-конденсатом, а очевидно свободными куперовскими парами электронов, так как признается – элементарный (единичный) носитель электрического тока «сверхпроводимости» имеет заряд $2e$.

В теории БКШ собраны всевозможные допущения, гипотезы и предположения, которые, как было показано выше, далеки от истины. Эта теория кое-что по-своему и иллюзорно объясняет, но не может ничего предсказать, что, по-видимому, свидетельствует о ее

несостоятельности. Однако Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Р. Шриффер за свою теорию «сверхпроводимости» получили Нобелевскую премию.

В феноменологической теории БКШ «авторы рассмотрели упрощенную схему, в которой запаздывающее взаимодействие электронов, переносимое фононами, заменено мгновенным взаимодействием электронов, имеющим резонансный характер около границы Ферми… Ввиду того, что сделанные в методе трёх авторов упрощения и приближения надлежащим образом не были обоснованы, возникли большие сомнения в убедительности разработанной ими теории. Указывалось также и на отдельные ее дефекты» [12. С. 305, 306].

После создания теории БКШ появилось несколько модификаций, «улучшающих и расширяющих область ее *объяснений*» [41].

Так, например, в работах Л. П. Горькова (1958 г.) предложен математический метод решения модельной задачи теории БКШ. Считается, что ему удалось расшифровать все параметры феноменологической теории Гинзбурга-Ландау и «указать её область применения». Так, по мнению некоторых ученых работами Л. П. Горькова у нас было завершено построение теории «сверхпроводимости» Гинзбурга – Ландау – Абрикосова – Горькова (теории ГЛАГ). Однако впоследствии, в связи с открытием и изучением «сверхпроводников» второго рода, пришлось включить в обобщенную теорию ГЛАГ так называемые *микроскопические кван-*

товые явления и поэтому сейчас саму «волновую функцию» Ψ, предложенную В. Л. Гинзбургом, рассматривают как квантовую (дискретную) переменную величину.

Итак, основания и соответствующие феноменологические теории «сверхпроводимости», рассматриваемые порознь и вместе, представляются логически противоречивыми, базирующимися на бездоказательных предположениях, допущениях и условностях не могут быть признаны удовлетворительными. Поэтому нужен другой подход, другая теория явления, обнаруженного как считается Г. Камерлинг-Оннесом еще в 1911 году.

Если представления и теории «сверхпроводимости» не верны, что следует из вышеизложенного, а само явление «сверхпроводимости электрического тока» не является таковым, т. е. не является идеальной проводимостью (сверхтекучестью) электронов в твердых телах, то, следовательно, для этого явления не подходит электродинамическое описание. Оно, будучи явлением магнетизма, что доказывает адекватное восприятие известных экспериментов, может и должно рассматриваться как явление полного или промежуточного метастабильного дианамагничивания тел. Переход от ферромагнетизма и парамагнетизма или от высокотемпературного диамагнетизма к промежуточному или полному диамагнетизму (к сверхдиамагнетизму), происходящий при температурах $T_{кр}$, в действительности есть фазовый переход третьего рода, но не электронного конгломерата, а атомов твердого веще-

ства. Механизм этого внутриатомного фазового перехода будет представлен далее.

Сейчас можно утверждать, что современные макроскопические (феноменологические) теории «сверхпроводимости» ничего не проясняют, а только запутывают представление о рассматриваемом ими явлении. Они не дают возможности расчетов каких-либо параметров, не позволяют делать предсказания и рекомендации для практического применения «сверхпроводников». В связи с этим, данные, излишне математизированные, теории, как чрезмерно сложные и, главное, практически бесполезные, не могут признаваться научными теориями, т.е. адекватными природе явления называемого «сверхпроводимостью» электрического тока.

3.4. Термодинамика и «сверхпроводимость»

Много принципиально новых фактов и закономерностей открыто при изучении свойств различных веществ при гелиевых температурах. Физикой низких температур установлено, что при понижении температуры, приближающейся к 0 К, в свойствах веществ проявляются особенности, которые при обычных температурах подавляются сильным тепловым движением атомов. К числу таких особенных явлений относятся так называемые «сверхтекучесть гелия He^4» и «сверхпроводимость электрическо-

го тока». При низкой криогенной температуре жидкий гелий He^4 претерпевает внутриатомное фазовое превращение (фазовое превращение второго рода), сопровождающееся значительным уменьшением вязкости, что было названо сверхтекучестью. При изучении «сверхпроводимости» обнаружено такое особенное свойство веществ, как способность создания с помощью «сверхпроводников» сильных магнитных полей, а также сверхчувствительных контактных устройств (контактов Джозефсона), реагирующих на слабые электрические напряжения и на очень малые изменения напряженности магнитного поля вблизи критической температуры $T_{кр}$. Все эти и другие явления, возникающие при низких криогенных температурах, имеют термодинамическое происхождение, т. е. они обусловлены температурным фактором. Поэтому термодинамика веществ при низких температурах является ключевой в исследовании природы магнитных и других свойств атомов и веществ в целом.

Начала, принципы, основные законы термодинамики универсальны, и они имеют прямое, непосредственное отношение к рассматриваемой нами проблеме сверхнамагничиваемости веществ при закритически низких температурах.

Первый закон (начало) термодинамики формулируется так: изменение внутренней энергии ΔU тела (системы) при переходе из одного состояния в другое равно сумме совершенной над телом работы A' и полученного им количества теплоты ΔQ:

$$\Delta U = A' + \Delta Q.$$

Если работу A', совершенную над другим телом (системой) внешними силами, заменить равной ей численно, но противоположной по знаку работой $A = -A'$, совершенной самим телом (системой) над внешними телами, то

$$\Delta Q = \Delta U + A.$$

Количество теплоты ΔQ, которое получено телом (системой), расходуется на изменение внутренней энергии ΔU и на работу A системы (тела) против внешних сил. В этом состоит содержание первого закона (начала) термодинамики.

Первый закон термодинамики – это, по существу, приложение закона сохранения энергии к процессам, связанным с переходом работы в теплоту и обратно.

Второй закон термодинамики – это принцип необратимости процессов, связанных с теплообменом при конечной разности температур (т. е. текущие с конечной скоростью), с трением (сопротивлением), диффузией, расширением газов в пустоту, выделением джоулевой теплоты и т. д. Такие процессы необратимы, так как они могут одновременно и самопроизвольно протекать только в одном направлении. Это положение Р. Клаузиус в 1850 г. сформулировал как невозможность процесса, при котором теплота переходила бы самопроизвольно от тел с малой температурой к телам с большей температурой. Иначе говоря, невозможен процесс, единственным результатом которого является передача энергии в форме теплоты от менее нагретого тела к более нагре-

тому телу.

Приведем второй закон термодинамики в формулировке Кельвина (У. Томсона): невозможен периодический процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу.

Из второго закона термодинамики и обобщения многочисленных опытов следует, что невозможно создание вечного двигателя в силу того, что всякое механическое движение (работа) происходит с потерей части своей энергии на преодоление сил сопротивления этому движению. Следовательно, принципиально невозможно вечное движение «свободных» электронов внутри каких-либо тел без сопротивления и без превращения части кинетической энергии потока электронов в теплоту.

Поэтому можно утверждать, что «сверхпроводимость» электрического тока, или «сверхтекучесть» электронов в теле без сопротивления не может быть, так как противоречит второму закону термодинамики, и в частности, известному закону Ома.

Второй закон термодинамики сформулирован для процессов, связанных с тепловыми (температурными) эффектами. Однако аналогичные законы природы реализуются и в других процессах. Известно же, что невозможно самопроизвольное течение жидкости снизу вверх; жидкость сама не может течь туда, где ее уровень больше; электрический ток распространяется в направлении от большего электромагнитного потенциала (напряжения) к меньшему, а не наоборот и т. д. Наконец, если нет перепада

(разности) давлений, то нет и движения. Все это очевидно, тривиально и бесспорно, так как для любого движения, во-первых, необходим расходуемый источник энергии (движущая сила), а во-вторых, определенная форма (вид) движения материального объекта не бесконечна во времени и пространстве в силу действия закона взаимного перехода (преобразования) одной формы движения материи в другую (первый закон термодинамики). Следовательно, существующая сейчас теория «сверхпроводимости» с ее нулевым электросопротивлением противоречит термодинамике, всей физике и здравому смыслу.

Итак, с точки зрения термодинамики микроскопическая (электронная) теория «сверхпроводимости» электрического тока как о движении спаренных электронов (куперовских пар) без сопротивления, то есть как их абсолютная сверхтекучесть или сверхпроходимость внутри твердых тел, весьма противоречива и поэтому ошибочна.

3.5. Термодинамика фазового перехода тел к сверхдианамагничиваемости

Еще в 1934 г. В. Кеезом, С. Гортер и Н. Казимир попытались создать термодинамическую теорию перехода металлов в «сверхпроводящее» состояние как теорию фазовых переходов. Тогда было достаточно много аргументов в пользу такого подхода к изуче-

нию физической природы «сверхпроводимости». Например, есть зависимость «сверхпроводимости» от фазового состояния металла: белое олово «сверхпроводящее», а серое – нет. Многими опытами доказано, что «сверхпроводимость» бесспорно принадлежит к структурно чувствительным свойствам [76. С. 11]. Это на первый взгляд свидетельствует о подобии фазовым переходам первого рода, аналогичным $\alpha \underset{\leftarrow}{\overset{\rightarrow}{}} \gamma$ ($ОЦК \underset{\leftarrow}{\overset{\rightarrow}{}} ГЦК$) превращением в железе. Однако позднее было установлено, что «какой-либо прямой связи между кристаллическим строением и сверхпроводимостью установить нельзя» [29. С. 13]. Определено, что картина дифракции рентгеновских лучей имеет один и тот же вид как выше, так и ниже критической температуры, что указывает на неизменность кристаллической решетки при переходе проводника из нормального в «сверхпроводящее» состояние. Микроструктурные исследования также показали, что кристаллическая структура металла (и других веществ) до перехода в «сверхпроводящее» состояние и после восстановления нормального состояния остается без изменений. Кроме того, этот переход не сопровождается выделением или поглощением тепловой энергии. Следовательно, рассматриваемое явление есть фазовый переход второго рода, а физическая природа его обусловлена, очевидно, не изменением межатомных или межмолекулярных взаимодействий, а изменением внутриатомной электронной структуры твердого тела при критической температуре, необходимой для этого фазового перехода.

Ясно, что валентные электроны внешнего пространственно-

энергетического уровня, устанавливающие взаимосвязи атомов и формирующие микроструктуру (кристаллическую атомную или молекулярную) вещества, не претерпевают изменений при рассматриваемом фазовом переходе, так как при этом микроструктура тел остается неизменной.

Следовательно, можно думать, что, во-первых, оставшиеся валентные электроны, т. е. не задействованные на межатомные связи, обеспечивают свойство обычного магнетизма; во-вторых, дополнительную намагничиваемость при температурах ниже $T_{кр}$, вероятно, создают спаренные в диполи электроны другого (низлежащего) уровня.

Убедившись в том, что различные твердые тела при очень низких температурах переходят от обычного (нормального) состояния к сверхнамагничиваемости, а не к «сверхпроводимости», и впоследствии в сверхнамагниченное состояние, в дальнейшем вместо слов «сверхпроводимость», «сверхпроводящее состояние», «сверхпроводники» будем использовать термины «сверхнамагниченность», «супер- или сверхмагнитное состояние», «сверхмагнетики», а также «сверхдиамагнетизм» и т. п.

Теперь обратимся к фактам и к термодинамическому рассмотрению перехода тел из нормального состояния в состояние сверхнамагничиваемости при температурах меньше $T_{кр}$.

Очевидно, что при температуре T, немного меньшей $T_{кр}$, и в отсутствие магнитного поля, внутренняя энергия $W_с$ тела, находящегося в состоянии способности к сверхнамагничиваемости,

несколько меньше $W_н$, чем будучи в нормальном состоянии (при $T > T_{кр}$). При $T = T_{кр}$ $W_с \approx W_н$, так как в теле не происходят какие-либо микроскопические изменения структуры. Поэтому отсутствие сколько-нибудь заметного температурного эффекта при свободном переходе тел от нормального состояния в состояние возможного сверхнамагничивания свидетельствует о том, что этот переход есть фазовый переход второго рода, обусловленный изменением субмикроскопического (внутриатомного) состояния вещества.

Если образец из сверхмагнетика вначале охладить до $T < T_{кр}$, а потом включить внешнее магнитное поле или начать пропускать обычный электрический ток (электромагнитный поток), то внутренняя энергия образца $Q_{пр}$ будет состоять из $W_с$ и энергии намагничивания $W_{см}$. То есть общая энергия прямого фазового перехода с намагничиванием равна

$$Q_{пр} = W_с + W_{см},$$

а при размагничивании (при $H \geq H_{кр}$, $J \geq J_{кр}$ или при $T \geq T_{кр}$) энергия обратного перехода в нормальное состояние такова:

$$Q_{об} = Q_{пр} - W_{см}.$$

Из этих двух простых формул следует, что $Q_{пр} > Q_{об}$, т. е. что при сверхнамагничивании и размагничивании сверхмагнетика должна наблюдаться энергетическая петля гистерезиса.

Энергия сверхмагнетика – тела, способного к сверхнамагни-

чиванию, – увеличивается при прямом превращении в сверхмагнитное состояние и уменьшается при обратном переходе в нормальное состояние. Поэтому если, например, разрушение сверхнамагниченности происходит под влиянием внешнего магнитного поля большего, чем $H_{кр}$, то, в условиях адиабатической изоляции образца, он будет охлаждаться.

Измерения теплоемкости C сверхмагнетиков (по-старому «сверхпроводников») при отсутствии магнитного поля (H=0) показали, что при снижении температуры теплоемкость в точке перехода $T_{кр}$ испытывает мгновенное увеличение до значений, которые примерно в 2,5 раза превышают ее значение в нормальном состоянии вблизи $T_{кр}$. При этом теплота фазового перехода вещества

$$\Delta Q = |W_с - W_н| = 0.$$

Рассматривая тепловое движение одного атома в твердом теле, имеющего три степени свободы движения, получаем, что средняя энергия колебательного движения атома ε в теле равна

$$\varepsilon = 3kT,$$

а на один килограмм-атом вещества приходится энергия

$$Q = N_о\varepsilon = 3N_о kT = 3RT,$$

где $N_о$ – число Авогадро; k – постоянная Больцмана; T – температура; R – универсальная постоянная вещества (R=$B\mu$; B – постоянная величина, зависящая от природы тела, а μ – атомный или

молекулярный вес вещества).

Темлоемкость C – это количество теплоты Q, необходимое для нагревания одного килограмм-атома твердого тела на один градус температуры. Следовательно, теплоемкость тела при определенной температуре равна

$$C = \frac{dQ}{dT} = 3R.$$

У твердых тел при обычных температурах $C_н \approx 25$ кДж /кг-атом·град [47], а при температуре, равной $T_{кр}$, $C_с \approx 62{,}5$ кДж/кг-атом·град.

Зависимость теплоемкости C от температуры T при переходе сверхмагнетика от его нормального состояния к состоянию сверхнамагничиваемости имеет известный вид, приведенный на рис. 6.

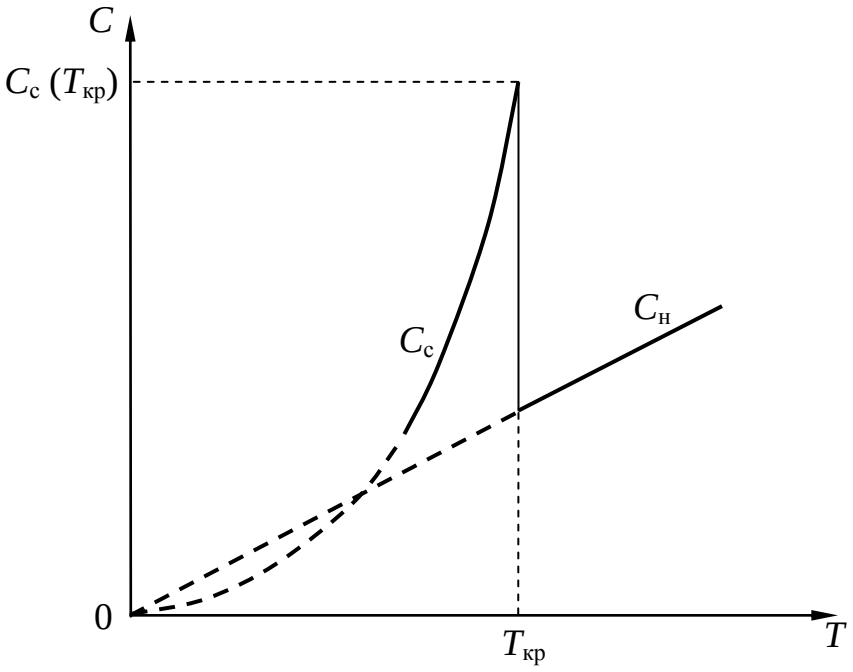


Рис. 6. Скачок теплоемкости сверхмагнетика в точке перехода ($T_{кр}$) в отсутствие внешнего магнитного поля ($C_с$ и $C_н$ – теплоемкости в сверхнамагничиваемом и в нормальном состояниях)

Немного перефразировав, можно сказать, что на рис. 7 приведены известные схемы фазовых диаграмм обратного перехода для сверхмагнетиков первого и второго рода.

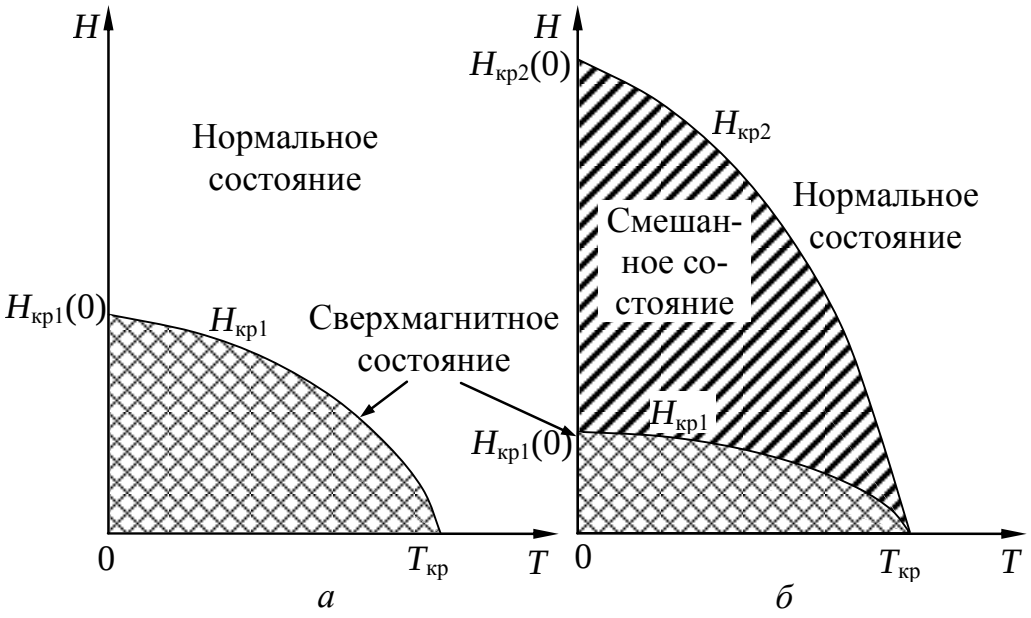
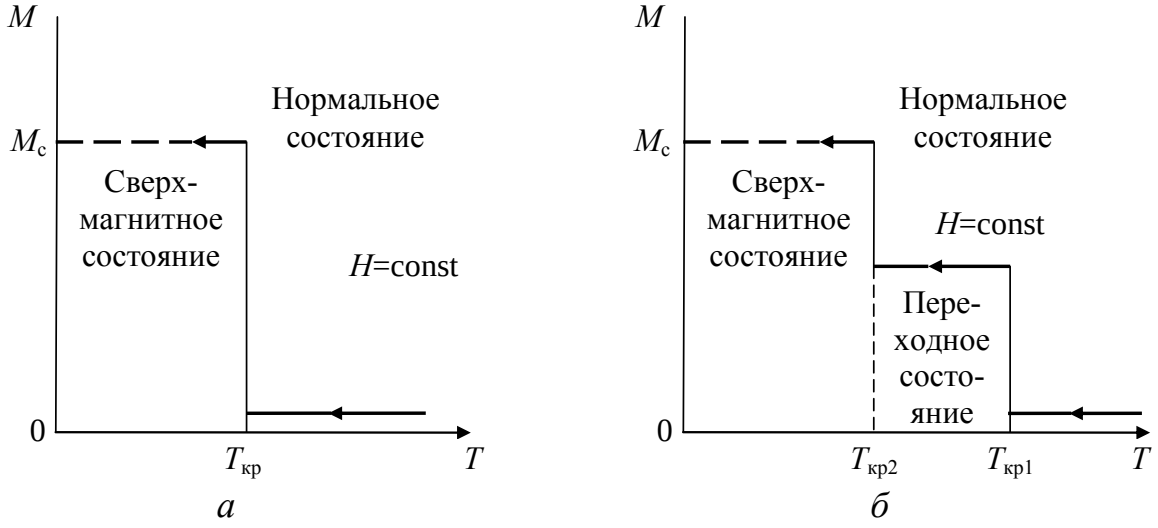


Рис. 7. Виды фазовых диаграмм распада сверхнамагниченности (схемы фазовых диаграмм обратного перехода в нормальное состояние) сверхмагнетиков первого (*а*) и второго (*б*) рода

Кстати следует заметить, что фазовых термодинамических диаграмм прямого перехода, т. е. перехода от нормального состояния в «сверхпроводящее», а по-нашему в сверхнамагниченное состояние, не существует. Но на основе имеющихся данных можно предположить, что такие термодинамические диаграммы перехода

тел в состояние сверхнамагниченности имеют вид, показанный на рис. 8.

Рассматривая переход к сверхмагнетизму, следует обсудить здесь имеющиеся в литературе зависимости сверхнамагничивания $M_с$ под действием постоянного магнитного поля H. Есть несколько однотипных графиков зависимости $M_с$ от H, приведенных, например, в книгах [46. С. 45 и 119. С. 24]. Обобщенное изображение этих зависимостей показано на рис. 9, *а*, но такое представление сверхнамагничиваемости вызывает сомнение в его правильности. Во-первых, намагничение магнитным полем H при уменьшении величины H не снижает намагниченность $M_с$. В противном случае постепенное или ускоренное отклонение H от сверхнамагниченного образца уничтожало бы его намагниченность, но этого не происходит. Во-вторых, намагниченность $M_с$ всегда и намного больше внешнего поля H. Поэтому график зависимости $M_с$ от H имеет, очевидно, вид, приведенный на рис. 9, *б*.



а *б*

Рис. 8. Вероятные схемы термодинамических диаграмм прямого перехода (т. е. от нормального состояния к сверхмагнитному) образцов сверхмагнетиков первого (*а*) и второго (*б*) рода

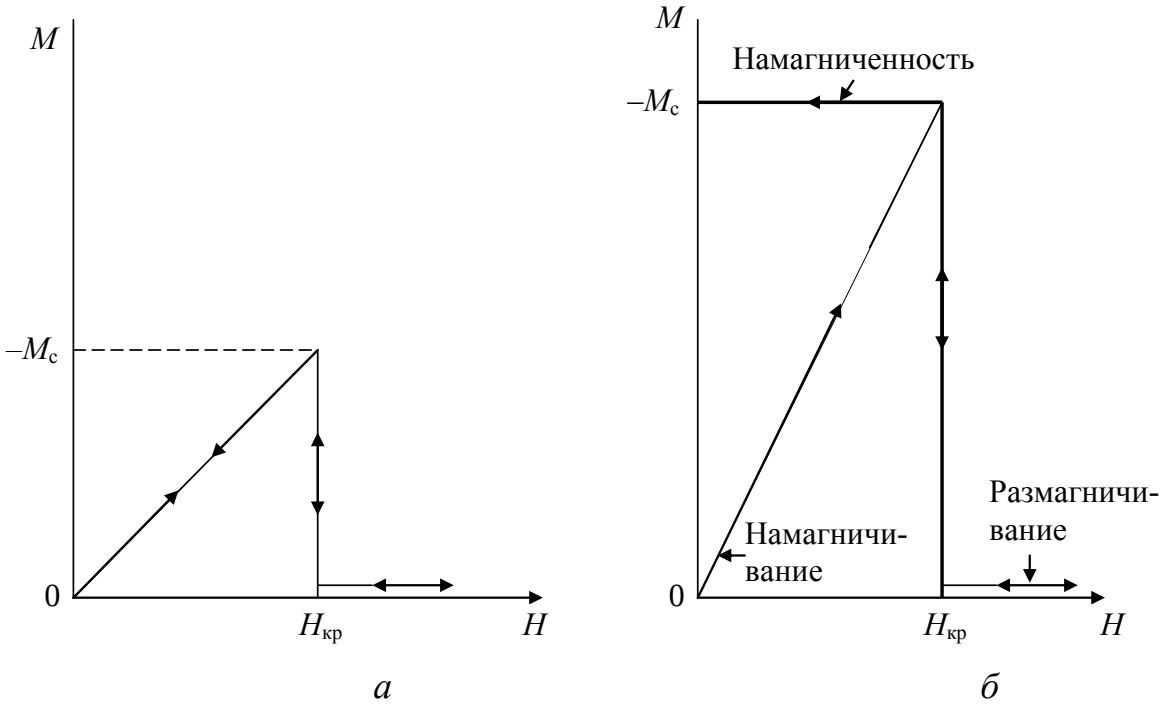


Рис. 9. Зависимость сверхнамагничивания первого рода от действия внешнего магнитного поля H

Схематически изображенная зависимость $M_с$ от H и ее скачкообразный характер фазового перехода образца в магнитном поле (рис. 9, *б*) наблюдается только в случае, когда охлажденный до температуры $T<T_{кр}$ и обрабатываемый магнитным полем образец имеет вытянутую цилиндрическую форму и находится в продольном магнитном поле. При произвольной форме образца или большой массы и при иных ориентациях магнитного поля переход в сверхнамагниченное состояние оказывается растянутым в достаточно широком диапазоне значений $H<H_{кр}$. Это свидетельствует о том, что переход тел от нормального состояния (ферро-

магнитного, парамагнитного или диамагнитного) к состоянию сверхнамагничиваемости есть фазовый переход второго рода и что его физическая природа состоит не в межатомном, не в электрон-фононном и не в межмолекулярном взаимодействии, а обусловлена она в основном внутриатомными изменениями во взаимодействии парных электронов (диполей) между собой. Следовательно, должна быть не микроскопическая, а субмикроскопическая теория сверхнамагничиваемости тел, т. е. эта теория должна быть атомной, а способы перевода веществ в сверхмагнитное состояние надо считать не нанотехнологией, а пикотехнологией.

3.6. О недостоверности объяснений возникновения «сверхпроводимости» электродинамической индукцией «сверхтока»

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 году 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 $H_{вн}$. 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» [103. 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 со-

провождается магнитным действием соответствующей интенсивности, направленным под прямым углом к току» [103. С. 11–12]. Здесь у М. Фарадея речь идет не о 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» [70. 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 (*Y*) 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, то есть неизменно. Если ток в проводнике переменный, то и магнитное поле проводника переменно по величине и по направлению. Этот вид индукции происходит по внутренней причине – от действия на материал проводника распространяющейся по нему электрической энергии, то есть 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 взаимоиндукции непостоянного электрического тока и его изменяющегося (вторичного) электромагнитного поля.

В соответствии и вышеизложенным следует помнить, что в результате взаимоиндукции 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 г.) – в основном и фундаментальном труде Д. Максвелла, связь электрического и магнитного полей проводника с током математически выражена в наиболее общем виде [70]. Впоследствии, Дж. Томсон, Г. Герцен, О. Ховисайд и Х. Лоренц, развивая теоретические достижения Максвелла, привели 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 «уравне-

ниями 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 [71. С. 423]:

– *векторные* соотношения

$$\mathrm{rot}\,\overline{H} = \frac{4\pi}{\mathrm{c}}\overline{J}_{\text{ïð}} + \frac{1}{c}\frac{\partial \overline{D}}{\partial t}, \qquad (1)$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{B} = \mu\overline{J}_{\text{ïð}} + \frac{1}{\mathrm{c}^2}\frac{\partial \overline{E}}{\partial t}, \qquad (2)$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{A} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \overline{B}}{\partial t}, \qquad (3)$$

$$\mathrm{div}\,\overline{D} = 4\pi\rho, \qquad (4)$$

$$\mathrm{div}\,\overline{B} = 0, \qquad (5)$$

– *скалярные* соотношения (дополнительные уравнения)

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

где:

$\overline{H}$ – вектор внешнего магнитного поля,

$\overline{D}$ – электрическая индукция,

$\overline{B}$ – вектор магнитной индукции (у проводников $B<H$),

$\overline{E}$ – вектор электрической напряженности,

$\overline{J}_{\text{ïð}}$ – 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 $\overline{E}$, $\overline{B}$, $\overline{D}$ и $\overline{H}$. Поэтому векторные уравнения Максвелла являются неопределенными и недостаточными для вычисления количественных значений установившихся электрических и магнитных полей в токопроводящем веществе. Общепризнано также, что система векторных уравнений Максвелла является неполной. 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 описывающими *стационарное* электромагнитное состояние токопроводящего вещества, то есть описывающими не строго статическое (неподвижное), а состояние с постоянными и однонаправленным потоками полей, индуцируемых электрической энергией стабильно переносимой по проводнику.

Практическими («материальными») формулами для расчета параметров полей проводника с током, то есть конкретизирующими уравнения Максвелла, используются следующие формулы:

$$D = \varepsilon E,\ B = \mu H,\ J_{\text{пр}} = \sigma E,\ \ f_{\text{ìåõ}} = \rho \hat{A} = \frac{1}{\tilde{n}} J_{\text{ïð}} \times \hat{A}\ .$$

Здесь и в формулах Максвелла (1) и (2) видно, что индукция магнитного поля B и индукция электрического противополя D есть по существу возникающие под действием электрического тока $J_{\text{пр}}$, то есть электрического E и магнитного H полей в теле (в проводнике или в диэлектрике), диамагнитные и диэлектрические свойства, создающие сопротивление электрическому току.

Считается, что поле B и связанное с ним поле D порождают так называемый электрический «ток смещения». Однако гипотетический противоток смещения практически не обнаруживается, потому что не существует. А существуют в проводниках с током $J_{\text{пр}}$ (кроме E и H). D – диэлектрическое, то есть противоположное, противодействующее электрическое поле внешнему электрическому полю E, а также противополе B – диамагнитное поле сопротивления внешнему полю H, то есть полю $H_{\text{и}}$.

Необходимо отметить, что так как в формулах (1) и (2) системы уравнений Максвелла электрический ток проводимости $\overline{J}_{\text{їð}}$ не зависит от времени, то есть 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 электросопро-

тивления. 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 $J_{см}$. А по существу это как бы противоток, создающий электросопротивление току проводимости. Поэтому плотность тока проводимости $J_{пр}$ есть разность (а не сумма $J_{общ}=J_{пр}+J_{см}$, как часто утверждается) между максимально возможным током $J_{возм}$ (как при коротком замыкании) и гипотетическим «током смещения» в проводнике, то есть

$$J_{ïð} = J_{âîçì} - J_{ñì} ,$$

где «ток смещения» равен [95. С. 228]:

$$J_{ñì} = -\frac{1}{4\pi}\frac{\partial D}{\partial t} .$$

В формуле для тока смещения $J_{см}$ есть индукция электрического поля D, но нет показателя электросопротивления ρ. Поэтому эта формула (по закону Ома) не может характеризовать ток смещения, так как любому току есть сопротивление.

Приведенные здесь более логичные формулы для токов в проводнике, но и они не соответствуют реальности, так как электрического тока не возникает, то есть не существуют одновременно и ток проводимости и ток смещения, противоположно направленный току проводимости. Из этого следует, что электрический ток, с его магнитным полем, индуцирует контрполяризацию атомов и определенное диамагнитное поле, противодействующее магнитному полю тока и самому электрическому току, что является электросопротивлением.

Заметим теперь, 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 $\backsim$ – «эквивалентно», «подобно».

Следовательно, уравнения Максвелла, и другие видоизменные 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» так же не удовлетворят этому обязательному физико-математическому требованию, а такая «теория» не может быть правильной.

Рассмотрение системы уравнений Максвелла на их удовлетворение формальному критерию соответствия размерностей позволяет 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 так же, 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 проводи-

мости и ток смещения), а формулы (3) и (5) источников тока не содержат и показывают связь между E и B, то есть связь вне зависимости от свойств их источников.

В книге [104. С. 46] уравнения Максвелла преобразованы к виду:

1. $\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ (скалярное умножение),

2. $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ (векторное умножение),

3. $\nabla \cdot B = 0$ (скалярное умножение),

4. $c^2 \nabla \times B = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{J}{\varepsilon_0}$ (векторное умножение),

где: ρ – плотность электрического заряда, J – плотность электрического тока, ∇ – оператор набла (оператор Гамильтона).

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

– уравнения электростатики

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

$$\nabla \times E = 0;$$

– уравнения магнитостатики

$$\nabla \times B = \frac{J}{\varepsilon_0 c^2},$$

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

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 $H_{вн}$. 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 [71. Приложения. С. 423–424].

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

Попытки применения уравнений Максвелла для описания «сверхппроводимости» в замкнутом контуре (например, в кольце) показывают, что, так как в эксперимеатах со «сверхпроводимостью» внешнее магнитное поле $H_{вн}$ не изменяется во времени t, то при $H_{вн}$=const внутри кольцеобразного проводника rot$B$=0. При этом 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 «сверхпроводимость», 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» [104. С. 68]. Приведенная цитата из классического труда «Фейлановские 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» [111. С. 11]. Факт отсутствия электриче-

ского поля E у образца, предполагаемого «сверхпроводящим электрический ток», легко установить. А если действительно, что в «сверхпроводящем» образце $E = 0$, то есть если в нем «не возникает поле электрическое, не возникает и ток – даже в образце с нулевым удельным сопротивлением» [22. 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 временны́е, 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 то-

ка, 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 г.), постулируется [22] первое их (исходное) уравнение для плотности тока «сверхпроводимости» в виде:

$$\mathrm{rot}\,\vec{J}(\vec{r}) = -\frac{\overrightarrow{H}(\vec{r})}{\lambda^2} \ ,$$

где: $\overrightarrow{H}$ – 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:

$$H + \lambda\,\mathrm{rot}\ \mathrm{rot}H = 0 \ .$$

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

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

$$- \frac{q^2 \cdot \mu_0}{m} \cdot \left| \Psi_{\vec{A}}\left(\vec{r}\right) \right|^2 \cdot \vec{A}\left(\vec{r}\right),$$

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 набла.

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

Формула Лондонов составлена очевидно не для расчетов токов «сверхпроводимости», а для необычного оригинального пространственного представления автора о «сверхтоке». Для этого использованы, так называемые, «мнимая единица», «мнимые числа», «комплексные числа» с мнимыми компонентами и другие, например, «сопряженные комплексные числа», не существующие в реальности.

Принято, что мнимые числа имеют вид x = a + *i*b, где a и b действительные числа, а $i = \sqrt{-1}$ (или $i^2 = -1$) есть *мнимая*, то есть воображаемая, *единица*. Равенствам для мнимой единицы не удовлетворяет ни одно действительное число. Здесь цифра –1 не есть отрицательное число как противоположное по смыслу действительной, вещественной единице, исчисляемой по условной шкале

чисел. Два комплексных числа с мнимыми слагаемыми называются *сопряженными* (обозначаются как x и $\overline{x}$), если у них действительные части равны, а мнимые отличаются знаком перед мнимыми числами. В таком случае считается, что сопряженные комплексные числа равны. Пример двух сопряженных комплексных чисел: $x = a + ib$ и $\overline{x} = a - ib$.

Из вышеизложенных положений теоретической алгебры следует, что наличие в формуле братьев Лондонов для тока «сверхпроводимости» мнимой единицы, следовательно, и мнимых чисел, а также некоторой комплексно *сопряженной* функции, делают саму эту формулу мнимой, то есть несоответствующей действительности как и ее мнимые компоненты не выражающие действительных численных значений их величин.

Спрашивается, анализируя приведенную выше формулу Лондонов, возможно ли понять что такое плотность «сверхтекучего» электрического тока и рассчитать его числовое значение, а также определить по формуле размерность тока $\vec{J}\left(\vec{r}\right)$ 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 феноменологические «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, еще и 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. [31].

Критикуя «теорию сверхпроводимости» Лондонов, В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау в своей «Ψ-теории сверхпроводимости», как бы развивая теорию Лондонов, дают аналогичную основную формулу для тока «сверхпроводимости» в следующем виде:

$$j = -\frac{i \cdot e \cdot \hbar}{2m} \cdot \left(\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*\right) - \frac{e^2}{mc} \Psi^* \Psi A,$$

где, как и в формуле Лондонов, i – мнимая единица, A - векторный потенциал поля, ∇ - оператор набла, e – заряд электрона, m – масса электрона, Ψ - параметр, характеризующий сверхпроводник, Ψ^* - истинная Ψ-функция электронов в металле, $\hbar$ – постоянная Планка, c - скорость света [31.С.128].

Очевидно, что критические замечания и претензии В.Л. Гинзбурга и Л.Д. Ландау к теории Лондонов и их основной формуле, а также наши сомнения в правильности использования мнимой единицы и мнимых чисел при бездоказательном написа-

нии формулы для тока «сверхпроводимости», которого как оказывается не существует в природе, всецело относятся к Ψ-теории Гинзбурга-Ландау и, в частности, к формуле для тока «сверхпроводимости». Следует отметить, что так называемая «Ψ-теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау» содержится в работах братьев Лондонов и, в частности, в их вышеприведенной формуле для тока «сверхпроводимости». Произвольное, необоснованное введение в формулы Лондонов (1935 г.) и Гинзбурга-Ландау (1950 г.) постоянной Планка $\hbar$ не превращает описываемую «сверхпроводимость» в квантовое явление аналогичное световому потоку. Если уже квантовать формулы данного явления, то по $2e$, то есть по заряду куперовской пары электронов, а не по $\hbar$.

Известно, что М. Планк в 1900 г. предположил, будто световое излучение телами происходит порциями – отдельными «квантами света» или «фотонами», энергия которых $\varepsilon_ф$ связана с их частотой ν соотношением $\varepsilon_ф = \hbar \cdot \nu$, где $\hbar = 6{,}62 \cdot 10^{-14}$ Дж·с есть коэффициент пропорциональности, названный впоследствии «постоянной Планка». Но какое отношение имеет $\hbar$ света к явлению «сверхпроводимости» электричества? Ответ очевиден: никакого.

Распространение света (*фотонов*) и «сверхпроводимости» электрического тока («сверхтекучесть» *электронов*) – это принципиально разные процессы. Считается, что в первом случае имеем движение фотонов вне их источника, то есть во внешней среде, а во втором – движение спаренных электронов внутри

«сверхпроводника» без излучений света или иных излучений. Поэтому при математическом описании «сверхпроводимости» показатели светового потока $\hbar$ и с – скорость света вне вещества, не могут использоваться. У электрического, как и у света, большая, но своя, отличная от 300000 км/с, скорость распространения по проводнику. Следовательно, формулу Гинзбурга-Ландау для тока «сверхпроводимости» нельзя считать правильной.

Фактически все существующие феноменологические теории «сверхпроводимости» преемственны. Они только уточняют и развивают ошибочную теорию Лондонов. Следовательно, современная интегрированная теория «сверхпроводимости» содержит все те же принципиальные ошибки, противоречия, несоответствия экспериментам, то есть 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 даже при допущении гипотетической индукции тока с очевидно одинаковым электрическим потенциалом (напряжением) во всем кольце, то току течь некуда, т. к. 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 объяс-

няются «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 году. Автор данной монографии, начиная с 1970-го года 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 сверхдиамагнит-

ное состояние есть по существу результат их фазового изменения третьего рода (III рода) – перехода веществ к сверхдианамагничиваемости.

3.7. О квантово-механическом объяснении явления «сверхпроводимости»

Заметим сразу же, что ток «сверхпроводимости» – это, судя по экспериментам, должен быть постоянным электрическим током. Поэтому никакой квантуемости, порционной дискретности, периодичности и частоты как внутренних колебаний, так и электромагнитных излучений у тока «сверхпроводимости» (даже если это действительно ток) быть не может. Следовательно, известная квантовая теория физики неприменима для объяснения «сверхпроводимости». Но так как такие квантово-механические объяснения «сверхпроводимости» существуют и они признаются единственно правильными, то приходится их анализировать и делать соответствующие выводы.

Основоположник квантовой механики М. Планк в 1900 г. показал, что испускаемая телом энергия E пропорциональна частоте υ волновых колебаний энергии в нем, то есть

$$E = k\upsilon \ ,$$

где k – некоторый единичный квант (порция) энергии.

Для излучения электромагнитных волн эта зависимость имеет вид

$$E = h\upsilon \ ,$$

где h = const = $6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Постоянное значение h характеризует минимальную величину (квант) энергии электромагнитного излучения за один пери-

од изменения энергии атома в теле. Внутриатомные колебания не свободны и поэтому их частоты постоянны (υ = const). Из этого следует, что для конкретного атома его внутренняя энергия может принимать кратные значения $1E_A$, $2E_A$, $3E_A$…N E_A. Поэтому излучаемая атомом энергия также будет дискретной, т.е. быть 1E, 2E, 3E, … NE. В этом истоки и суть квантовой механики микромира: атомов, молекул и связанных с ними процессов. Поэтому квантовая механика применима только к микроскопическим объектам и называется микроскопической теорией.

В случаях, когда частота колебаний $\upsilon \neq$ const, то и $E \neq$ const. К таким неквантованным колебаниям макроскопических процессов относятся различные колебания в больших, по сравнению с атомами, телах. Следовательно, квантовая механика неприменима при феноменологическом описании макроскопических (масштабных) процессов, таких как переменный электрический ток проводимости (так как у переменного тока частота может быть любой) и постоянный (без υ) ток «сверхпроводимости».

Как уже отмечалось, что многие ученые все же утверждают будто бы достоверное объяснение макроскопического явления «сверхпроводимости» можно дать только с позиций квантовой механики, которая, как общеизвестно, описывает объекты и явления микромира. Но так ли это? Рассмотрим этот вопрос подробнее. В общедоступной научной литературе ответ на поставленный вопрос дается умышленно запутанно посредством различных физико-математических ухищрений в виде допущений, вве-

дений, дополнений, условностей, ограничений и т.п., а также путем написания сложных уравнений с множеством произвольно вводимых математических операций. Поэтому в поисках вразумительного описания квантово-механической теории «сверхпроводимости» пришлось обратиться к учебникам физики для ВУЗов.

В современном учебнике по физике [39] в отношении квантовой теории «сверхпроводимости» на стр. 452 написано следующее.

Качественно явление сверхпроводимости с позиции квантовой теории объясняют так. Электроны проводимости в проводнике подвержены действию сил кулоновского отталкивания. Однако кулоновское отталкивание может быть ослаблено и даже исключено электрон-фононным взаимодействием. Положительные ионы решетки при определенных условиях, выполняя функцию посреднических элементов, могут привести в возникновению слабого взаимного притяжения между электронами. Электроны проводимости, притягиваясь друг к другу, образуют так называемую куперовскую пару. Энергия связи таких пар достигает 3,5 $T_к$, то есть порядка ~ 10^{-3} эВ. Поэтому они могут существовать только при очень низких температурах. Электроны, составляющие куперовскую пару, имеют противоположные спины. И поэтому результирующий спин пары равен нулю, а пара по свойствам представляет собой бозе-частицу.

Куперовские пары концентрируются на низких энергетических уровнях. При сверхнизких температурах они находятся в одинаковом и достаточно устойчивом состоянии. Последнее обусловлено тем, что к бозе-частицам неприменим принцип запрета В. Паули, поэтому число куперовских пар, находящихся в одном состоянии, не ограничено.

Ансамбль куперовских пар может под действием внешнего электрического поля двигаться, не взаимодействуя с решеткой. Это значит, что пары при своем движении остаются невосприимчивыми к рассеянию и сохраняют движение даже после прекращения действия внешних сил, вызвавших это движение. Это и есть сверхпроводимость.

Возможно, что в приведенном выше кратком объяснении квантовой теории «сверхпроводимости» автору все понятно. Но все же есть много вопросов. Почему, например, к куперовской паре (она же бозе-частица) неприменим принцип запрета В.Паули и поэтому число куперовских пар, находящихся в одном состоянии, **не ограничено**? Куперовские пары создаются благодаря ионам. Электроны в паре притягиваются и удерживаются посредством положительно заряженного посредника – иона. В то же время множество куперовских пар может двигаться в теле почему-то не взаимодействуя с теми же ионами. Здесь явное противоречие. В данном объяснении «сверхпроводимости» “с позиций квантовой теории” физики о квантуемости электрического тока «сверхпроводимости» ничего не сообщается. Поэтому есть необ-

ходимость обратиться к другому более обстоятельному разъяснению квантовой теории «сверхпроводимости».

Рассмотрим квантово-механическую теорию «сверхпроводимости» изложенную в **Курсе физики** [40. С. 601–605], рекомендованном Министерством образования РФ в качестве учебного пособия для студентов высших технических учебных заведений.

Выписывая последовательными частями текст параграфа 42.3 «Сверхпроводимость» с основными положениями теории «сверхпроводимости» будем сразу же по мере приведения рассуждений авторов издания [40] сопровождать их своими вопросами, репликами и замечаниями заключенными в скобки и напечатанными курсивом. Это возможно облегчит понимание различий наших позиций относительно применимости квантовой теории к макроскопической «сверхпроводимости».

Читаем. Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер создали (1957) последовательную квантово-механическую теорию сверхпроводимости (теория БКШ). Выяснились не только физический смысл сверхпроводимости, но и основные ее особенности. Сверхпроводимость связана с особым (*В чем особенность?*) эффективным **взаимодействием** между электронами, которое происходит с участием кристаллической решетки и приводит (*Как приводит? Почему?*) к исчезновению удельного электрического сопротивления.

Рассмотрим подробнее характер этого взаимодействия. Электрон, движущийся в металле (*Почему только в металле? «Сверхпроводимость» присуща и неметаллам.*) при низких температурах, может (*А может ли?*) электрическими силами деформировать – поляризовать кристаллическую решетку (*Поляризовать может, а деформировать нет, так как масса и заряд электрона намного меньше массы и заряда иона.*). Наблюдается (?) некоторое смещение положительно заряженных ионов из их положения равновесия и некоторое изменение периодичности структуры решетки. Это существенно изменяет состояние электрона в такой решетке (*Почему искажение и поляризация решетки изменяет состояние свободного от нее электрона?*). Электрон оказывается окруженным «облаком» положительного заряда, притягивающегося к электрону. Величина этого положительного заряда превышает электронный заряд. Такой электрон вместе с окружающим его «облаком» имеет положительный заряд (*Но это уже не электрон, и нечто другое.*) и будет притягиваться (*Или притягивается?*) к другому электрону (*Так образуется куперовская пара электронов?*). При высоких температурах ничего этого происходить не может из-за теплового движения атомов (*Чудеса, да и только. Но что такое электрический заряд гипотетического «облака»? Из чего состоит это «облако»? Каково его происхождение? Как у образовавшегося квазиэлектрона сочетаются отрицательный и положительный заряды? Почему обязательно положительный заряд должен быть больше отри-*

цательного? Почему положительный заряд «облака» не есть свойство какой-либо иной микрочастицы вещества? Подобных вопросов возникает много, однако все они остаются без ответа в последующем изложении квантово-механической теории «сверхпроводимости»).

Далее авторы анализируемого учебного пособия, основываясь на суждениях создателей современной теории «сверхпроводимости», утверждают, что притяжение электронов друг к другу не противоречит законам физики. Закон Кулона описывает взаимодействие зарядов в веществе формулой $F_r = q_1q_2/4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2$. Если среда допускает, чтобы относительная диэлектрическая проницаемость была отрицательной ($\varepsilon < 0$), то одноименные заряды будут притягиваться (*Здесь авторы взаимодействие зарядов подменяют влиянием на них окружающей среды с различной диэлектрической проницаемостью, что ошибочно*). Кристаллическая решетка сверхпроводника является средой, в которой относительная диэлектрическая проницаемость становится отрицательной и тем самым одноименные заряды притягиваются (*Во-первых, диэлектрическая проницаемость среды или есть, или ее нет, то есть $\varepsilon < 0$ не бывает. Вообще, ничего меньше нуля, то есть меньше ничего, не бывает. Диэлектрическая проницаемость может быть равной нулю, то есть $\varepsilon = 0$, но в этом случае направленное движение (ток) электронов прекращается* – электрический ток, в том числе и «сверхпроводящий» ток, невозможен. *Во-вторых, как происходит смена $\varepsilon > 0$ при $T > T_{кр}$, на $\varepsilon < 0$*

при $T \leq T_{кр}$? Очевидно, что при $T = T_{кр}$ энергии направленного движения электронов проводимости не хватает преодолеть противодействие (сопротивление среды) и ток прекращается, при этом проницаемость тока $\varepsilon = 0$, а не $\varepsilon < 0$).

Авторы работы [40] написали, что межэлектронное притяжение в сверхпроводнике может быть **качественно** описано в понятиях и терминах квантовой теории. Далее дается такое описание явления «сверхпроводимости». Для простоты рассмотрим металл при 0 К. Движение электронов в кристалле, их столкновение с ионами решетки, нарушает нулевые колебания частиц решетки (*Заметим, что нулевых колебаний не бывает*) и переводит решетку в возбужденное состояние (*При этом должна возрастать температура, но этого не происходит*). Обратные переход решетки (*Что вынуждает этот обратный переход?*) сопровождается излучением энергии, которая поглощается электронами (*Энергия поглощается единичными или уже спаренными, куперовскими, «сверхпроводящими» электронами?*). Возбужденному состоянию кристаллической решетки соответствуют, как известно, кванты энергии звуковых частот – фононы (*Вот откуда берутся кванты и фононы!*). Поэтому процесс обмена энергией, о котором шла речь, рассматривается в квантовой теории как излучение фонона одним электроном, движущимся в решетке, и поглощение этого фонона другим электроном. Обмен электронов фононами приводит, при определенных условиях, к притяжению между электронами (*Что за условия, при которых простой об-*

мен электронов фононами приводит к их притяжению, преодолевая отталкивающую силу?).

Написано, что при низких температурах притяжение электронов в сверхпроводниках преобладает над отталкиванием электронов. Вся система электронов превращается в единый связанный коллектив. Энергетический спектр такой электронной системы уже не будет непрерывным (*Почему? Наоборот становится взаимосвязанным и поэтому непрерывным*). Возбужденное состояние (*Что возбуждено? Электроны, решетка или вместе?*) отделено от основного состояния некоторым интервалом энергии (*Каким «интервалом» по величине?*), некоторой энергетической «щелью». Квантовые переходы электронной системы не происходят при малых возбуждениях меньших ширины энергетической щели. А это означает, что вся энергетическая система движется без трения (*Почему?*), что свидетельствует об отсутствии электрического сопротивления (*Тавтология какая то. Если квантовые переходы не происходят при малых возбуждениях, то для таких переходов энергии нужны возбуждения больше, чем ширина «щели», что должно увеличивать температуру и разрушать «сверхпроводимость». И как это в уплотненной решетке при очень низкой температуре система ли коллектив спаренных воедино электронов вдруг начинает двигаться без трения, без электросопротивления? Что является движущей силой «сверхтекучести» без трения огромного конгломерата двойных, спаренных воедино электронов, то есть в чем все-таки причина*

«сверхпроводимости» электрического тока? Пока что нет ответов на поставленные вопросы). Если же возбуждение электронной системы значительно, например, по сверхпроводнику пропущен ток, превышающий критический, то сверхпроводящее состояние разрушается (*Значит, возбуждение должно быть и не маленьким и не большим. А каким?*). Теория сверхпроводимости объяснила, почему хорошие проводники типа меди, серебра и т.д. не переходят в сверхпроводящее состояние даже при самых низких температурах (*Как она это объяснила? Читаем далее это объяснение*).

Хорошая проводимость связанная с малым удельным сопротивлением, является результатом слабого взаимодействия электроном с решеткой. Такое слабое взаимодействие не может вблизи температуры 0 К создать условия для возникновения межэлектронного притяжения, преодолевающего кулоновское отталкивание электронов. Поэтому сверхпроводящее состояние не возникает (*Но заметим, что заряды электронов во всех металлах, и в неметаллах, равны. Взаимодействие электронов с ионами зависит от величины их зарядов. Следовательно, малое или большое электросопротивление зависит не от силы взаимодействия электронов с решеткой. Наиболее вероятно, что электросопротивление зависит от соотношения самоиндуцирующихся в проводнике магнитного и диамагнитного полей от проходящего по проводнику электрического тока – энергии электромагнитного поля*). Межэлектронное притяжение, которое приводит к сверх-

проводимости (*Само по себе и как?*), подчиняется определенным закономерностям. Важнейшей из них является то, что данный электрон неодинаково притягивается ко всем остальным, причем близость расположения не играет никакой роли (*Почему так? Это же противоречит электрическим законам физики*). Данным электроном будет выбран в качестве «партнера» в паре другой электрон, имеющий противоположный спин. Этот второй электрон может быть расположен от первого на расстоянии 10^4 периодов решетки (*Но это видимо уже не есть спаривание, а дальнодействие*). И тем не менее взаимодействие этой пары наиболее сильное (*Почему?*). Поэтому весь сверхпроводник представляет собой единый связанный коллектив, который (*Почему-то*) не отдает энергию малыми порциями (*Квантами*) и движется без электрического сопротивления (*Не взаимодействуя с положительно заряженной решеткой?*). В сверхпроводниках наблюдается редчайший в физике пример дальней связи. Электронная система в сверхпроводнике представляется состоящей из **связанных пар**, которые называются **куперовскими** (по имени Купера, доказавшего, что слабое притяжение между электронами в металле приводит к их связанному состоянию). Возбуждение электронной системы сверхпроводника, переводящее сверхпроводник в обычный проводник, является результатом разрыва куперовских пар.

Авторы учебного пособия [40] полагают, что доказательством квантовой природы «сверхпроводимости» является “неста-

ционарный эффект Джозефсона", когда при приложении к контакту Джозефсона постоянного электрического напряжения больше, чем его критическое значение для «сверхпроводников» контакта, то есть когда идет разрушение «сверхпроводимости», то в контакте возникает обычный электрический ток, пробивающийся через узкий зазор или тонкую пластинку из диэлектрического материала между двумя «сверхпроводниками». При этом естественно, что возникает падение напряжения U и контакт излучает определенные электромагнитные волны с частотой $\upsilon=2eU/\hbar$. Это излучение обусловлено преодолением барьера электросопротивления. Частота υ связана с U, e и $\hbar$, но предопределяется она внутренними особенностями (составом, структурой и т.п.) материалов контакта, от которых зависит электрическое электросопротивление и величина U. Следовательно, определенность и стабильность частот υ каждого конкретного контакта Джозефсона не является показателем и доказательством квантового характера проходящего по контакту электрического тока с сопротивлением. Тем более это излучение не имеет отношения к току «сверхпроводимости» даже если бы он там был и проходил без электросопротивления и уменьшения приложенного напряжения.

При этом авторы издания [40] настойчиво утверждают, что нестационарный эффект Джозефсона является экспериментальным доказательством наличия электронных пар в сверхпроводниках. Формула $\upsilon=2eU/\hbar$ написана под идею спаренных элек-

тронов в «сверхпроводнике». Но так как от постоянных величин $2e$ и $\hbar$ частота υ определенно мало зависит, а зависит от многофакторной величины U, то ни о какой макроскопической квантуемости тока «сверхпроводимости» говорить нельзя. Однако авторы все же утверждают, что нестационарный эффект Джозефсона впервые в истории физики экспериментально обнаружено, что макроскопическое явление – электрический ток – определяется микроскопической характеристикой – фазой волновой функции и квантуется, принимая лишь дискретные значения. При этом, по мнению авторов, «размываются» границы между макро- и микрофизикой. (*Вопрос. Когда и где были обнаружены обязательно дискретные значения токов «сверхпроводимости»? Нет таких измерений*).

Рассмотрим теперь то, что изложено в п.42.7 «Квантование магнитного потока [макроскопический квантовый эффект]».

Написано нижеследующее.

Одно из важнейших положений квантовой физики состоит в квантовании ряда физических величин (энергии, импульса и др.). Однако до недавнего времени предполагалось, что квантование происходит только в микромире и свойственно процессам в атомах, молекулах, атомных ядрах и т. п…. Изучение явлений, происходящих при температурах близких к 0 К, показало, что возможно **макроскопическое квантование,** то есть квантование величин, характеризующих макроскопические тела, размеры которых в 10^3 раз больше атомных размеров. Вблизи 0 К оказывается

возможным непосредственное наблюдение квантованных закономерностей (*Интересно, какие это были наблюдения*).

Опыт показывает, что ток в сверхпроводящем металлическом кольце становится незатухающим вследствие того, что ток в сверхпроводнике течет без сопротивления и потери на джоулеву теплоту отсутствуют. Однако с точки зрения классической физики отсутствие затухания тока в кольце остается **необъяснимым** (*Как тут не среагировать на приведенное суждение. Если с точки зрения классической физики, то есть истинной, многократно подтвержденной физики, «сверхпроводящий» ток в кольце необъясним, то из этого следует, что эксперимент неправильно понят и в кольце нет и не может быть «сверхпроводящего тока электрической энергии, переносимой электронами*). Движение электронов в кольце криволинейное и поэтому электроны должны терять энергию на излучение. Из-за этого ток даже в сверхпроводящем кольце должен затухать (*Это правильно. Потеря энергии электронами на их искривление траектории не связано с электросопротивлением, обусловленным как считается взаимодействием электронов с ионами металла или с атомами иных тел. Следовательно, затухание тока в кольце в любом случае должно происходить. Но если это не происходит, то только потому, что в «сверхпроводящем» кольце нет тока, нет направленного движения электронов. Там есть нечто другое, а именно: кольцо в условиях эксперимента просто* ***намагничивается***).

Вот как «доказывается» макроскопическая квантуемость «сверхпроводящего» тока в кольце. Авторы [40] утверждают, что сверхпроводимость дает нам пример квантования макроскопической величины – силы тока. Сверхпроводящее кольцо позволяет наблюдать гигантский по масштабам квантовый эффект. Сила тока в сверхпроводящем кольце не принимает любые числовые значения и не изменяется непрерывно. Для всех электронов, движущихся в кольце, возникает гигантская боровская орбита и все квантовые закономерности, характеризующие ее в атоме водорода как бы переносятся на электроны в сверхпроводящем кольце (*Во-первых, аналогия не считается доказательством. Во-вторых, никто пока что не измерил непосредственно силу тока в «сверхпроводящем» кольце. Поэтому утверждать, что в кольце течет ток, нельзя. Измеряли магнитное поле вблизи «сверхпроводящего» кольца и это означает, что кольцо намагничено. Более того, установлено, что у кольца нет электрического поля, что говорит об отсутствии в нем электрического тока*).

Вероятно в качестве решающего довода, доказывающего макроквантуемость «сверхпроводимости», в книге [40] приводится следующий.

Квантование тока (*Еще не доказано, что ток проводимости и «сверхпроводимости» квантуется*) означает, что и индукция магнитного поля также квантуется и может принимать только ряд дискретных значений. Следовательно, будет квантоваться и магнитный поток Ф сквозь площадь πr^2 кольца. Другими словами

$\Phi = N\Phi_0$, где N=1, 2, 3,…, $\Phi_0 = \hbar/2e$=2,06785·10^{-15}Вб – некоторая порция магнитного потока (*Заметим здесь, что числа N введены необоснованно, то есть как допущение, как предположение о квантуемости магнитного потока общего для всего кольца, находящегося в состоянии «сверхпроводимости». Однако на практике такой квантуемости больших магнитных потоков не наблюдается*). Но все же, как пишут авторы, если радиус кольца r ~ 10^{-3} см, то при магнитном потоке $\Phi = \Phi_0$ магнитная индукция поля составляет порядка 1% от индукции магнитного поля Земли, то есть квант магнитного потока соответствует макроскопическому значению магнитной индукции. Экспериментально квант магнитного потока определен с весьма высокой степенью точности на основе эффекта Джозефсона (*Сомнительно, что точно измерен квант магнитного потока «сверхпроводящего» в контакте Джозефсона. Но если измерили, то почему бы не привести конкретные данные этих измерений*).

Аналогичный довод о квантуемости магнитного потока «сверхпроводника» спаренными электронами есть и в работе [17]. В ней В. Л. Гинзбург сообщает, что еще Ф. Лондон предполагал, что магнитный поток, проходящий через полый массивный сверхпроводящий цилиндр, отверстие или кольцо, должен квантоваться, причем квант потока $\Phi_0 = hc/e$ и поток $\Phi = k\Phi_0$, где k – целое число и e – заряд частиц переносящих ток. Естественно, Лондон считал, что $e = e_0$ – заряд свободного электрона. Только в

1961 г. были проведены соответствующие опыты, показавшие, что фактически $e = 2e_0$. Таким образом,

$$\hat{O} = \frac{hck}{2e_0} = \frac{\pi\hbar ck}{e_0} = \hat{O}_0 k \qquad \Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}\ \tilde{A}\tilde{n} \cdot \tilde{n}\grave{i}^{\ 2} \qquad (k = 0, 1, 2\ldots).$$

Однако этот результат относится лишь к случаю массивных двухсвязных образцов, например, к полым цилиндрам, у которых толщина стенок значительно превосходит глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник [31. С. 63]. Из этого утверждения следует, что квантованность k потока Ф есть результат прохождения «сверхтока» через специальные двухсвязные (джозефсоновские) и иные **образцы** сложной формы, а формула для Ф не характеризует сам ток «сверхпроводимости».

Экспериментально обнаружить квантование магнитного потока, обусловленного предположительно квантованием тока «сверхпроводимости», очень сложно. Для того, чтобы измерить один квант потока ($1\Phi_0$) необходимо, чтобы диаметр «сверхпроводящего» контура имел диаметр 10^{-3} см, а величина измерения не более 1Э. Реально это осуществлялось путем напыления свинца на кварцевую тонкую палочку диаметром 10 мкм. Такой образец переводили из нормального в «сверхпроводящее» (по существу в сверхдиамагнитное) состояние в различных магнитных полях и измеряли возникающий у образца магнитный поток. В опытах исследователи измеряли магнитный момент, связанный с «захваченным магнитным потоком». Квант потока определяли по величине вращательного момента, возникающего при воздей-

ствии на цилиндрический образец внешним магнитным полем. Испытываемый образец подвешивали на кварцевой нити. Измерялось отклонение образца по величине скручивания нити [114. С. 24]. И не понять то ли в эксперименте проявилось квантование с Φ_0 или проявилось начальное (пороговое) сопротивление кварцевой нити скручиванию при многократном (ступенчатом) воздействии на образец разных по силе магнитных полей. С другой стороны, в данном эксперименте нет электрического тока вообще и «сверхпроводящего» в частности, а есть магнитное воздействие и намагничивание образца. Поэтому полученный результат ступенчатого отклонения образца при его намагничивании не имеет отношения к току «сверхпроводимости». Подобный результат можно получить и при комнатных температурах эксперимента.

Заканчивая дискуссионное рассмотрение вопроса о возможности создания квантовой теории «сверхпроводимости», необходимо обратить внимание на то, что были предприняты попытки применить положения квантовой физики микромира к макроскопическому процессу «сверхпроводимости» только металлов, так как в других материалах свободные электроны не предполагаются. Однако «сверхпроводимость» проявляется и у неметаллов: диэлектриков (изоляторов), полупроводников, биологических материалов и т. д., то есть «сверхпроводимость» свойственна любым материалам.

Если уж создавать макроскопическую квантовую теорию «сверхпроводимости», то она должна описывать не только ме-

таллы, но и всевозможные неметаллические материалы. Но пока объективных оснований для такой теории нет.

Очевидно, что «сверхпроводимость» по своей природе принципиально отличается от обычной проводимости электрического тока. Однако у названных «проводимостей» много общего. В частности, носителем электрической, магнитной и электромагнитной энергии является «полевая материя», а точнее – материя полей. Значит можно и нужно создать единую теорию проводимости и «сверхпроводимости». К сожалению, трудность состоит в том, что приверженность ученых установившимся представлениям об электронной проводимости и «сверхпроводимости» электрического тока не позволяют разобраться в фактах и создать соответствующие теории динамической проводимости тока и статической теории «сверхпроводимости», а по существу теории сверхдианамагничиваемости тел.

3.8. Представление о внутриатомном возникновении диамагнитного сопротивления веществ электромагнитному полю

Всякому действию есть противодействие. Поэтому немного ранее автором утверждалось, что электросопротивление (R) обусловлено электрической индукцией (D), то есть возникновением внутри токопроводящего тела контрэлектрического ($D = -\varepsilon E$) и

диамагнитного ($B = -\mu H$) полей индукции, направленных против электрического *(E)* и магнитного *(H)* полей, присущих току проводимости ($J_{пр}$) электрической энергии. 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 се-

редине, то последняя заметно отставала во времени от первых двух, которые по условиям опята были одновременными. Вот доказательство запаздывания. …Запаздывание обозначает изоляцию, а изоляция – индукцию» [103. 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» [103. С. 560-561].

Приведенные цитаты убеждают, что по данным Фарадея, природа изоляции, т. е. электросопротивления, состоит в самоиндукционной поляризации частиц материи, действие которых направленно 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, если между такими зарядами нет барьера, 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 [95. 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, то есть 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, в теле возбуждаются, создается, по выражению М.Фарадея, «электротоническое состояние», то есть электрическое поле внутри и вне тела. В последствии при распространении, передачи энергии электрического поля по проводнику в нем, естественно, присутствует электрическое поле Е и, сопутствующее движению E, то есть току $J = \sigma E$, магнитное поле H, а так же противополе диамагнитной индукции B (противоположно направленное по отношению к H). Это следует из теории Фарадея-Максвелла и подтверждено практикой. Следовательно, сопротивление электрическому току создаётся не только тепловым движением атомов тела, но и в результате *индукционной* дианамагничиваемости (B) проводника от внешнего поля H элек-

трического тока, а также внутриатомной *самоиндукцией* дополнительного диамагнитного поля ΔB под влиянием индуцируемого диамагнитного поля B. Но как это может происходить?

Из теории электромагнетизма известно, что поляризация диполей той или иной направленности и их характеристики обусловлены в основном не орбитальными магнитными P и механическими силовыми моментами L, а их спиновыми магнитными P_s и механическими M_s моментами, для которых определено следующее соотношение:

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

где e – заряд электрона, m – масса электрона, а c – скорость света.

У единичного электрона спиновый механический момент минимален и равен [47. С.285]:

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

где $\hbar$ – постоянная Планка, квант энергии ($\hbar$ =6,62·10^{-27} *Эрг/с*), n = ±0, ±1, ±2, ±3, … ±i – главные квантовые числа.

Собственный, минимальный (при n = –1) 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 магнетоном Бора [95. С.313].

Величина $P_s \approx 0{,}927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл $\approx 0{,}927 \cdot 10^{-20}$ *Эрг/Гс* $\approx 0{,}9273 \cdot 10^{-20}$ Гс/см^3.

Соотношение орбитального магнитного P и орбитального механического L моментов электрона при естественных температурах есть величина постоянная и равна:

$$\frac{P}{L} = \frac{e\nu r}{2cm\nu r} = \frac{e}{2mc},$$

где ν – скорость электрона на орбите, r – радиус орбиты.

Это соотношение в два раза меньше соотношения спиновых моментов. Из этого следует, что магнитные свойства веществ в большей мере предопределяются спиновыми магнитными моментами их атомов. Однако, и орбитальные магнитные моменты электронов также имеют существенное значение [47. С.285].

Доказано, что спиновый механический момент электрона M вдвое меньше его минимального (при $n = 1$) орбитального значения и равен $\frac{1}{2}\cdot\frac{\hbar}{2\pi}$, а спиновый магнитный момент равен минимальному орбитальному моменту $\frac{e\hbar}{4\pi mc}$, поэтому соотношения элементарных собственных моментов электрона таковы:

$$\frac{P_S}{M} = -\frac{e}{mc} > \frac{P}{L} = \frac{e}{2mc}$$

Действительно, спиновые магнитные характеристики электрона в два раза больше соответствующих орбитальных магнитных характеристик.

Под влиянием внешнего магнитного поля H показатели магнитных свойств электрона увеличиваются (в соответствии с квантово-механической теорией элементарных частиц вещества)

кратно числам $n = 1, 2, 3, \ldots i$, то есть в 2, 3, 4 и более раза. Следовательно, увеличение P_s происходит на такие величины:

при $n = 2$ $\Delta P_{S1} = P_S = \dfrac{e\hbar}{2mc}$;

при $n = 3$ $\Delta P_S = 1{,}5\dfrac{e\hbar}{mc}$;

при $n = 4$ $\Delta P_S = 2\dfrac{e\hbar}{mc}$ и т.д.

Следовательно, в действительности суммарно спиновый диамагнитный момент электрона в поле H:

$$P_{s\Sigma} = -(P_s + \Delta P_s).$$

В таком случае соответствующая напряженность спинового диамагнитного поля B_s электрона в поле H равна:

$$B_{s\Sigma} = -(B_{s0} + \Delta B_s),$$

здесь B_0 – собственное диамагнитное поле электрона (вне поля H), а ΔB_s – дополнительно индуцированное спиновое диамагнитное поле электрона в атоме.

Исходим из того, что электроны в атомах изначально попарно взаимосвязаны, асинхронно движутся по своим равноудаленным круговым орбитам и имеют разнонаправленные вращения (разные спины: +1/2 и –1/2). При этом спиновые магнитные моменты (поля), будучи разнонаправленными, компенсируют друг друга. Так атом становится нейтральным. Под действием внешнего поля H спаренные электроны поляризуются, они имеют одинаковый знак (приобретают одностороннее направление вра-

щения), то есть приобретают однонаправленное вращение, а их спины одинаковые знаки +1/2 или –1/2. Так спаренные электроны атома переходят из нейтрального состояния в дипольное – становятся диполями.

Если вне поля H суммарный спиновый магнитный момент спаренных в атоме электронов (диполя) равен нулю, то есть

$$P_{S\Sigma} = P_{S1} + P_{S2} = \left(+ \frac{e\hbar}{2mc} \right) + \left(- \frac{e\hbar}{2mc} \right) = 0,$$

то у диполя магнитный момент $P_{\text{sД}}$ вне поля H таков

$$P_{S\ddot{A}_H} = P_{S1} + P_{S2} = \left(\pm \frac{e\hbar}{2mc} \right) + \left(\pm \frac{e\hbar}{2mc} \right) = \pm \frac{e\hbar}{mc},$$

а под влиянием внешнего магнитного поля магнитный момент диполя равен

$$P_{S\Delta_H} = P_{S\Sigma 1} + P_{S\Sigma 2} = \left(\pm \frac{e\hbar}{2mc} + \Delta P_{S1} \right) + \left(\pm \frac{e\hbar}{2mc} + \Delta P_{S2} \right) = \pm \left(\frac{e\hbar}{mc} + 2\Delta P_{S1,2} \right).$$

В случае синхронизации (совпадения) спинов при образовании диполя и его последующей поляризации поворота в поле H, вклад спинового магнитного поля диполя в напряженность его диамагнитного поля $B_{\text{s}H}$ можно записать так:

$$B_{\text{s}H} = B_{\text{s}1} + B_{\text{s}2} = (B_{01} + \Delta B_{\text{s}1}) + (B_{02} + \Delta B_{\text{s}2}) = 2B_0 + 2\Delta B_{\text{s}}.$$

Приступая к анализу орбитального магнитного момента электрона, укажем, что он численно определяется известным уравнением [47. С.283]:

$$P_0 = \frac{er^2}{2c}\omega = \frac{evr}{2c} = \frac{e}{c} \cdot \frac{v}{2\pi r} \cdot \pi r^2,$$

где: v – скорость движения электрона по орбите,

r – радиус орбиты,

ω – частота вращения электрона по орбите.

Очевидно, что электрон в магнитном поле ускоряет свое движение по орбите: скорость v и частота орбитального вращения электрона ω увеличиваются. Считается, что при движении электрона по орбите под влиянием внешнего (стороннего) магнитного поля H, его орбитальный магнитный момент равен произведению величины mr^2 на угловое ускорение $d\omega/dt$, то есть

$$mr^2 \frac{d\omega}{dt} = -\frac{e}{c} \cdot \frac{r^2}{2} \cdot \frac{dH}{dt}, \quad \text{а} \quad d\omega = \frac{e}{mc} dH.$$

Изменение частоты вращения электрона на орбите, при внесении его во внешнее магнитное поле H таково [47. С.285]:

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

Поэтому количественно орбитальный магнитный момент электрона определяется уравнением [47. С.283]:

$$P_0 = \frac{e}{c} \cdot \frac{v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2c} = \frac{er^2}{c} \omega.$$

Следовательно, приращение орбитального магнитного момента электрона, индуцированное магнитным полем H, определяется по формуле [47. С.285]:

$$\Delta P_{0H} = -\frac{e^2 r^2}{4mc} H,$$

то есть это увеличение магнитного момента орбитального электрона в два раза больше магнитного момента электрона, будучи вне поля H.

Кроме того, можно с уверенностью считать, что уменьшение температуры тела T способствует увеличению скорости внутриатомного движения электронов по своим орбитам. С понижением температуры скорость и, следовательно, частота вращения электронов ω увеличиваются. Эта температурная зависимость приводит к дополнительному увеличению диамагнитного поля электронного диполя на величину

$$\Delta P_{0T} = P_0 \frac{k}{T} = \frac{er^2}{2c}\omega k \frac{1}{T},$$

где k – некоторый коэффициент, зависящий от положения электрона в структуре атома, от его электронного уровня.

Учитывая магнитный и температурный эффекты, суммарный орбитальный магнитный момент электрона можно записать в виде:

$$P_{0\Sigma} = P_0 + \Delta P_{0H} + \Delta P_{0T} = -\frac{er^2}{2c}\omega + \left(-\frac{e^2r^2}{2c}\Delta\omega\right) + \left(-\frac{er^2}{2c}\omega\frac{k}{T}\right)$$

или

$$P_{0\Sigma} = -\frac{e}{c}\cdot\frac{v}{2\pi r}\cdot\pi r^2 + \left(-\frac{e^2r^2}{4mc^2}H\right) + \left(-\frac{evr}{2c}k\frac{1}{T}\right).$$

Переходя от магнитных моментов к магнитному полю электрона, в частности, к диамагнитному полю внутриатомного элек-

трона, находящегося в поле H и при температуре T, можно записать, что численно

$$B_{0\Sigma} = B_0 + \Delta B_{0H} + \Delta B_{0T}.$$

У диполя, состоящего из двух электронов, эти показатели удваиваются.

В итоге, диамагнитное поле диполя $B_{\text{д.д}}$ в поле H при определенной температуре T состоит из суммы вышеприведенных составляющих

$$B_{\text{д.д}} = B_{\text{S}\Sigma} + B_{\text{O}\Sigma} = B_{\text{S}0} + \Delta B_{\text{S}} + B_{\text{O}} + \Delta B_{\text{O}H} + \Delta B_{\text{O}T} =$$

$$= B_{\text{S}\Sigma} + B_{\text{O}\Sigma} + \Sigma\Delta P_i.$$

Переходя от диполя к поляризованному атому, мы должны учесть спиновые и орбитальные магнитные моменты всех электронных диполей. Полный диамагнитный момент атома таков:

$$P_{\text{ат}} = \sum_{1}^{n} P_{\text{д.д}\,n} = -B_{\text{ат}},$$

где: n – количество магнитных диполей в атоме.

В отсутствии поля H в атоме не возникают диполи, и поэтому $P_{\text{ат}} = 0$ и $B_{\text{ат}} = 0$.

Диамагнитный момент (сила диамагнитного поля B), возникающий в веществе под влиянием поля H, зависит от числа атомов N в теле и может быть рассчитан по простой формуле:

$$P_{\text{в-ва}} = NP_{\text{ат}} = \chi H.$$

Коэффициент χ называется магнитной восприимчивостью вещества. Реальные значения χ всегда больше нуля.

Величина диамагнитного поля рассчитывается по формуле:

$$B = \varepsilon H = (1 + |\chi|)H.$$

У различных веществ магнитная восприимчивость (как и проницаемость) существенно различаются. Так, например, у меди диамагнитная восприимчивость равна $0{,}9 \cdot 10^{-5}$, а у «сверхпроводников» этот показатель, по расчетным данным В.Л. Гинзбурга, может достигать значений до $3{,}18 \cdot 10^{9}$.

Рассмотрим вопрос о том, какова намагничиваемость *M*, то есть каково итоговое магнитное поле тела, находящегося в поле *H*.

Известна зависимость поля *B*, индуцированного полем *H*. Она такова:

$$B = \mu H \text{ или } B = (1 + |\chi|)H.$$

Поля *B* и *H* противоположно направлены. Следовательно, магнитное поле тела *M* есть разница напряженностей полей *H* и *B*, то есть

$$M = |H - B| .$$

Если $H > B$, то это парамагнетик; если $H >> B$ то это ферромагнетик; при $H < B$ – диамагнетик, а состояние при $H << B$ характеризует сверхдианамагниченность 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 $-\chi$

диамагнетики (полупроводники и слабые диэлектрики) и, добавим, сверхдиамагнетики (изоляторы).

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 $J_{пр}=\sigma E$ с его магнитным полем H) противодействует индуцируемое в любом теле диамагнитное поле B. Следовательно, проводимость σ и электросопротивление R (или ρ) есть в основном диамагнитная реакция вещества на внешнее магнитное поле H.

В случае сверхдианамагниченности тела (при низких температурах) диамагнитное поле $B >> H$, электросопротивления нет, так как нет электрического тока. При этом сверхдианамагниченный, а не «сверхпроводящий», материал становится сильным диэлектриком (изолятором), что подтверждается результатом анализа научных данных, получаемых при соответствующих экспериментах.

Для более полного представления процесса сверхнамагничивания тела от внешнего поля H, необходимо учесть спонтанную и вынужденную поляризацию диполей вещества и лавинообразное [32] (подобно “цепной реакции”) увеличение диамагнитного поля самоиндукции ($B > H$).

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

1) H'– внутреннее поле совпадающее по направлению и примерно равное внешнему полю H;

2) B – диамагнитное поле самоиндукции как реакция тела против поля H.

Вероятно, что соответствует реальности и такое рассуждение. Если в теле (в проводнике с электрическим током или без него) преобладает собственное поле $H' = H$, 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:

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

а при условии $B > H'$

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

Выражение M_1 справедливо 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

$$M_{\text{ф}} = \mathcal{H} - B\ .$$

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

$$M_{\text{П}} = \mathcal{H} - B \ \text{ и } \ M_{\text{П}} << M_{\Phi}\ .$$

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:

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

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

$$M_{\text{С}} = -(\mathcal{B} - H) \ \text{ и } \ M_{\text{С}} >>> M_{\text{Д}}$$

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 $\rightarrow \chi > 0,\ \mu > 1,\ \rho = 10^{-6} - 10^{-8}\ Ом \cdot м$;

- парамагнетики $\rightarrow \chi > 0,\ \mu \geq 1,\ \rho = 10^{-5} - 10^{8}\ Ом \cdot м$;

- 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:

$$M_Ф >> M_П, \text{ а } M_Д <<< -M_С ,$$

$$\rho_Ф << \rho_П, \text{ а } \rho_Д <<< \rho_С ,$$

$$\mu_Ф > \mu_П, \text{ а } \mu_Д < \mu_С .$$

Из этого сопоставления показателей свойств видно, что, во-первых, они действительно взаимосвязаны и, во-вторых, так как *M* регламентируется магнитной индукцией противополя *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 Ф.

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

3.9. К вопросу о макроскопической теории электрического сопротивления проводников и изоляторов

Как уже отмечалось, Оннес глубоко ошибся в том, что он, вначале исчезновение разности электрических потенциалов, а позднее возникновение у металлических проводов усиленной намагниченности, счел за исчезновение электросопротивления и переход исследованных металлов в стояние сверхпроводимости существенно большего электрического тока, чем при обычных (естественных) температурах.

Дело в том, что Оннес, как и большинство ученых, придерживался упрощенного представления об электрическом токе как о движении заряженных частиц (в частности, свободных электронов) внутри металлических материалов и в других средах под действием электрического поля. Поэтому считается, что сопротивление электрическому току есть противодействие, которое оказывает проводник движущимся в нем электрически заряженным частицам. Однако давно существует другое понимание что такое электрический ток и сопротивление ему. В этом случае природу электрического тока представляют как передачу электромагнитной энергии не движущимися частицами вещества, не корпускулами, а полевой (бесструктурной) материей. То есть электрический ток - это движение электромагнитного поля с его электрической и магнитной составляющими. Следовательно, физическая природа электрического тока, хоть и связана с зарядами

электронов, все же не является вполне корпускулярной; она по сути полевая. Поэтому в электросопротивлении, кроме тепловой (температурной) компоненты, есть также полевые, то есть диэлектрический и диамагнитный компоненты. Эти научные положения основаны на результатах экспериментов Фарадея [103] и на фундаментальной теории электричества Максвелла [71].

Эксперименты и теория с очевидностью доказывают, что распространение (ток) скрытой электрической энергией происходит посредством образования в проводнике электромагнитных диполей и их поляризации в направлении действия электрического *E* и магнитного *H* поле, образуя суммарное однонаправленное электромагнитное поле S. Движение этого электромагнитного поля и есть электрический ток *I*, то есть происходит передача по проводнику потенциальной электродвижущей энергии поля *S*. Следовательно, $I = G \cdot S$, тогда как по закону Ома $I = G \cdot E$.

Кроме того известно, что при электрическом токе в проводнике индуцируется (возникает) противополе электрической индукции D («виртуальный ток смещения») и диамагнитное (то есть противоположно направленное по отношению к *H*) поле *B*. В проводнике с током одновременно существуют *E, H (S)* и *D* с *B*. Очевидно, что сопротивление электрическому току создают в основном поля *D* и *B,* а также тепловое хаотическое движение атомов (температура).

В подтверждение вышеизложенному укажем на то, что в математической теории Максвелла, формализующей содержа-

тельную (смысловую и фактическую) теорию электричества Фарадея, все уравнения содержат только характеристики соответствующих полей. Не случайно и основные (итоговые) уравнения Максвелла в векторном выражении называют уравнениями полей электродинамики. Соответствующие скалярные уравнения теории электричества тоже полевые о чем свидетельствуют их формулы:

$$I_{пр} = G \cdot E,\ D = \varepsilon \cdot E,\ \text{и}\ B = \mu \cdot H,$$

где $I_{пр}$ – плотность электрического тока проводимости,

E – полевая напряженность электрического тока,

D – электрическая индукция,

B – магнитная индукция ($H>B$ у проводников, $B>H$ у обычных изоляторов, $B >> H$ у «сверхпроводников», т.е. у суперизоляторов),

G – электропроводность,

ε – диэлектрическая проницаемость,

$\mu_м$ – магнитная проницаемость.

Из приведенных соотношений следует, что условия электропроводимости таковы:

Если $\varepsilon < 1$ и $\mu_м > 1$, тогда $E > |-D|$, $H > |-B|$ и $I_{пр} > 0$.

При $\varepsilon \geq 1$ и $\mu_м \geq 1$ получаем:

$|-D| \geq E$, $|-B| \geq H$ и $I_{пр} = 0$,

Это означает, что материал при таких показателях является слабым изолятором.

При $\varepsilon >> 1$ и при диамагнитной проницаемости $\mu_д >> 1$ материал обладает высоким диамагнетизмом; он абсолютный диэлектрик (идеальный изолятор) с $I \equiv 0$.

Вопрос сопротивления электрическому току обычно рассматривается исходя из закона Ома. Согласно этому закону сила тока (количество электричества) I в проводнике прямо пропорциональна разности потенциалов на концах проводника, которую иногда называют «напряжением на сопротивлении», «падением напряжения» или «напряжением между измеряемыми точками проводника», и обратно пропорциональна сопротивлению.

$$I = \frac{\varphi_н - \varphi_к}{R} = \frac{U_{нк}}{R},$$

где $\varphi_н$ и $\varphi_к$ – значения потенциалов у начала и конца рассматриваемого участка проводника, R – сопротивление этого участка, $U_{нк}$ – электрическое напряжение на данном участке проводника.

Следовательно,

$$R = \frac{\varphi_н - \varphi_к}{I} = \frac{U_{нк}}{I},$$

а величина обратная сопротивлению, то есть

$$G = \frac{1}{R}$$

называется проводимостью электричества.

Единицей проводимости в системе СИ служит *сименс* (См), а единицей наименьшего сопротивления принят один *Ом* (1 Ом). Один *Ом* – это сопротивление проводника, по которому течет ток в один ампер (1 А) при напряжении U_{ab} в один вольт (1 В). Поэтому показатель проводимости G имеет следующие значения:

$$0 \le G \le 1.$$

При $G = 0$, когда $R = \infty$, проводимости нет, следовательно, материал является абсолютным диэлектриком, идеальным изолятором. При $R = 1$ Ом и $G = 1$ имеем наибольшую проводимость. Значений $G > 1$, тем более вплоть до $R = \infty$, то есть «сверхпроводимости», не может быть как по физическим причинам, так и по условиям математики, ибо любое число разделить на единицу и, в частности, на величину меньше единицы (на $R < 1$) нет возможности. При попытках сделать такое ошибочное «деление» на число меньше единицы фактически осуществляется умножение на знаменатель дробного делителя, что противоречит арифметическому *делению*, а также физическому представлению о проводимости электричества. Деление на $R < 1$ также делает бессмысленной и противоречивой формулу закона Ома, так как в таком случае вместо *уменьшения* делением значения тока I получается его *увеличение*, то есть умножение. В результате такого «деления» сторонники идеи «сверхпроводимости» утверждают, что в «сверхпроводящем проводнике течет необыкновенно, почти бесконечно большой ток» и что «по очень тонкому сверхпроводнику можно передавать практически бесконечно большие токи и без

сопротивления». Но эти невероятные суждения ещё никто не подтвердил и вряд ли подтвердит экспериментально.

С другой стороны, учитывая, что Оннес измерял разность потенциалов $\varphi_н - \varphi_к = U_{нк}$ на отдельном участке электрической цепи из замороженной ртути и получал при 4,2К $U_{нк} = 0$, то, подставляя это значение в числители соответствующих физических формул для тока и электросопротивления, Оннес должен был получить значения I и R равными нулю. Это свидетельствует, что при $U_{нк} = 0$ в «сверхпроводнике» тока нет, так как материал становится диэлектриком (изолятором), а не «сверхпроводником». Однако Оннес почему-то сделал совершенно противоположные умозаключения, которые, к сожалению, до сих пор признаются правильными.

Повторяем непонятно как и почему Оннес оценивал электросопротивление по разности электрических потенциалов на концах исследуемой проволоки, т.е. по $\varphi_н - \varphi_к = U$, где $\varphi_н$ и $\varphi_к$ электрические потенциалы начала и конца проводника, а U – электрическое напряжение на данном участке проволоки.

По закону Ома ток $I = \dfrac{U}{R} = \dfrac{\varphi_{í} - \varphi_{ê}}{R}$.

Следовательно, если разность потенциалов уменьшается из-за уменьшения $\varphi_н$, то и ток уменьшается. При постоянстве $\varphi_н$ и уменьшении $\varphi_к$, т.е. при увеличении $\Delta\varphi$, ток тоже уменьшается. Следовательно, снижение $\Delta\varphi = \varphi_н - \varphi_к$ всегда ведет к уменьшению силы (или плотности) тока. При $\Delta\varphi = const$, величина R тоже неизменна и $I = const$. При изменении величины ΔR пропорцио-

нально изменяется $\Delta\varphi$ и наоборот. Показатели U и R – это взаимозависимые величины, так как

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\varphi_{í} - \varphi_{ê}}{R} = \frac{\Delta\varphi}{R}.$$

При $\Delta\varphi = 0$, как при «сверхпроводимости», ток $I = 0/R = 0$. Это же очевидно

Если считать, что сопротивление R пропорционально $\Delta\varphi$ на данном участке проводника, то получаем:

$$I = \frac{\varphi_{í} - \varphi_{ê}}{k(\varphi_{í} - \varphi_{ê})}.$$

При $\Delta\varphi = 0$ ток I и сопротивление R всегда равны нулю.

Следовательно, при условии $\Delta\varphi = 0$ не может быть ни обычного, ни «сверхпроводящего» тока.

Считается, что электросопротивление обусловлено тепловым движением атомов проводника. При возрастании температуры повышаются тепловые колебания атомов проводника и увеличиваются столкновения электронов (носителей зарядов) с атомами, что препятствует движению электронов и этим повышает сопротивление электрическому току. Снижение температуры, наоборот, уменьшает амплитуду колебаний атомов и, следовательно, уменьшает количество столкновений электронов с атомами, потери энергии электронов уменьшаются, сопротивление проводника движению в нем электронов также уменьшается.

Предполагается, что при абсолютном нуле температуры атомная структура вещества неподвижна, и электросопротивле-

ние такого идеального проводника должно быть равным нулю. Исходя из этих предположений и опытов по «сверхпроводимости», был сделан ошибочный вывод: «сверхпроводящие» материалы являются идеальными проводниками с $R = 0$. Позднее под давлением фактов этот вывод-предположение был опровергнут, да он и изначально-то был неправдоподобным, так как движущиеся электроны не могут абсолютно не взаимодействовать даже с неподвижными атомами, а увеличивающаяся при охлаждении плотность атомов (и без того плотноупакованной кристаллической решетки, например, металлического проводника) должна увеличивать электросопротивление. Поэтому любой проводник не идеален, так как в нем движущиеся электроны непременно должны сталкиваться с атомами проводника даже при абсолютно нулевой температуре. Поэтому электросопротивление не может быть меньше некоторого минимального значения, что было подтверждено Оннесом при исследовании электрических свойств платины при сверхнизких температурах. Это схематично показано на рис.5, кривая 2.

Известно, что у некоторых металлов наблюдалось увеличение электросопротивления при очень низких температурах. Это объясняется предполагаемой низкотемпературной конденсацией свободных электронов на атомы, вследствие чего проводимость (количество проводимого электричества), определяемая числом свободных электронов в теле, уменьшается, а электросопротивление увеличивается (рис.5, кривая 3). Так как при температуре

0К вероятно все свободные электроны конденсируются и закрепляются в атомах, то электросопротивление должно стремиться к бесконечности ($R \to \infty$), а не к нулю, как это утверждают многие авторы публикаций о «сверхпроводимости».

Легко убедиться, что увеличение электросопротивления при приближении температуры к 0 К не может быть объяснено в рамках существующей электронной теории электрического тока.

Спрашивается, почему и как, при температуре ниже критической, *внезапно* прекращаются соударения движущихся электронов с атомами (ионами) проводника, исчезает их тормозящее взаимодействие, и появляется энергетически незатратная «сверхпроводимость»? Современная теория мнимой «сверхпроводимости» объясняет это кажущееся явление спариванием электронов, что ухудшает их проводимость, а также каким-то особым «электрон-фононным взаимодействием» спаренных электронов с положительно заряженными ионами внутри тела. При наличии электрон-фононного взаимодействия в проводнике должно быть сопротивление электрическому току, что отрицает «сверхпроводимость». Следовательно, электронная теория «сверхпроводимости» не согласуется с указанными фактами и с её же суждениями о природе перехода проводника с $R > 0$ в «сверхпроводящее» состояние с $R = 0$.

Объяснение Оннесом и другими учеными эффекта увеличения электросопротивления при суперниских температурах «примораживанием» электронов к атомам сомнительно и ничем не

подтверждается. Исчезновение электросопротивления при таких же низких температурах объясняется тем, что проводящие электроны становятся несвязанными, и факторы, мешающие их движению, как-то исчезают. Такие объяснения Оннеса не представляются убедительными, достоверными и не могут быть истинными.

Дело в том, что физическая природа электрического потенциала, проводимости (тока) электрической энергии и сопротивления электрическому току со стороны материала состоит в другом. Существующая микроскопическая теория электричества, основанная на идее свободных электронов в электропроводящих материалах, не соответствует многим фактам и поэтому не может признаваться достоверной.

В отношении электросопротивления можно утверждать, что оно происходит от двух причин: от температуры, а точнее от теплового колебания атомов, которое разрушает поток электромагнитной энергии, передаваемой электромагнитными диполями вещества, а также от деполяризации этих диполей и контрполяризации их противоположно действующему магнитному полю электрического тока, то есть от действия индуцированного током диамагнитного поля B.

Признавая, что тепловое электросопротивление тел (R_T) тем сильнее, чем больше температура проводника. При этом диамагнитное холодное сопротивление (R_B) проводника с током существенно возрастает при уменьшении его температуры. Следова-

тельно, противоположная зависимость этих двух видов (причин) сопротивлений на суммарное электросопротивление проводника (R) можно представить в виде графиков рисунка 10. На этом рисунке показано формирование зависимости 1 как суммы R_T и R_B.

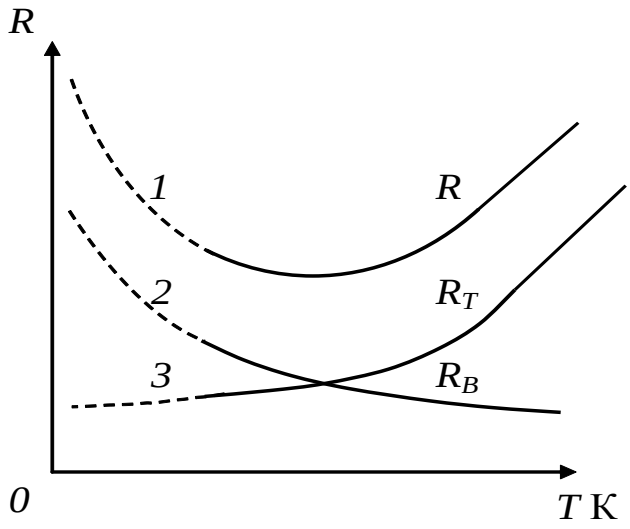


Рис.10. Схема влияния температурного (R_T) и диамагнитного (R_B) сопротивлений на суммарное электросопротивление R проводника при различных температурах

Если кривая зависимости диамагнитного электросопротивления какого-либо материала выше и круче, чем кривая 2 рисунка 3, то суммарное электросопротивление не уменьшается с понижением температуры, а увеличивается. Такими материалами, с отрицательной температурной зависимостью электросопротивления, являются, в частности, полупроводники. В этом случае становится понятным, почему их критическая температура перехода в сверхдиамагнитное и супердиэлектрическое (а не в «сверхпроводящее») состояние $T_{кр}$ существенно выше, чем у обычных проводников. Это объясняется тем, что у полупроводников, и у дру-

гих керамических материалов, B и R_B часто намного больше H и R_T. Поэтому эти материалы, называемые сейчас «сверхпроводниками второго рода», являются лучшими сверхдиамагнетиками и изоляторами (а не сверхпроводниками), чем хорошие металлические проводники (правило Матиаса). По Матиасу странно, что «хорошие проводники являются плохими сверхпроводниками». Однако, учитывая величины и обратную зависимость значений B и R_B от T, становится понятно, почему хорошие проводники, при их глубоком охлаждении труднее сверхдианамагничиваются и превращаются в хорошие изоляторы.

Впредь, рассматривая вопрос о «сверхпроводимости», надо помнить, что разность потенциалов не однозначно соответствует электросопротивлению. Параметр $\Delta\varphi = \varphi_н - \varphi_к$ тем меньше, чем больше значение диамагнитного поля B в проводнике. Под увеличенным влиянием противополя B уменьшается $\varphi_н$ и, следовательно, $\varphi_к$. Это общее падение потенциалов на входе и выходе тока из участка проводника соответствует уменьшению силы (плотности, количеству) тока I. Очевидно, что при условии $B \geq H$ разность электрических потенциалов $\Delta\varphi = 0$ и поэтому $I = 0$.

Исчезновение разности потенциалов в экспериментах Онне-са, то есть отсутствие в образце электрического поля E, и появление усиленного диамагнитного поля B, взамен магнитного поля H от электрического тока, доказывают, что металлические материалы при температурах ниже критической становятся диамагнетиками и диэлектриками (изоляторами), а не сверхпроводниками,

как это ошибочно утверждал Оннес. К сожалению, это неправильное и противоречащее многим фактам суждение Оннеса разделяют ученые до сих пор, что трудно понять и объяснить.

Об отсутствии электрического тока в «сверхпроводниках» свидетельствуют исследования по оценке величины их диэлектрической проницаемости. Так, например, в работе А.А.Абрикосова читаем, что «сверхпроводящий ток, согласно теории Лондона, приводит к появлению диэлектрической проницаемости… Кроме того, Л.Д.Ландау высказал предположение, что электроны в сверхпроводнике могут давать большую диэлектрическую проницаемость ε_0, … имеющую порядок величины 10^8 - 10^{10} при $T << T_к$» [1.С.43]. М.Я.Азбель в статье «Об определении диэлектрической постоянной сверхпроводников» указал, что в работе [1] были получены формулы определения диэлектрической постоянной сверхпроводников с учетом её аномально высокой величины» [3.С.705]. В.Л.Гинзбург в работе «Современное состояние теории сверхпроводимости» [28] обосновывал, что диэлектрическая постоянная (проницаемость) ε_0 в сверхпроводящем состоянии, не связанная с током j_s, может быть весьма высока. Расчеты В.Л.Гинзбурга показали, что общая диэлектрическая проницаемость ε сверхпроводника может иметь значение порядка $-3{,}18 \cdot 10^9$ [28.С.338]. В другом месте этой же работы В.Л.Гинзубрга написано: «При низкой температуре ($T \to 0$) … нормальная проводимость G в сверхпроводнике стремится к нулю. Таким образом, свободные электроны, не переходящие в

сверхпроводящее состояние, не могут остаться свободными. … Следовательно, при переходе в сверхпроводящее состояние часть свободных электронов металла, около 10% при $T \to 0$, начинает участвовать в сверхпроводимости, остальные 90% электронов «замерзают», т.е. переходят в связанное состояние… Поэтому «замерзшие» электроны должны внести заметный вклад в значение ε, а именно … вклад порядка $10^8 \div 10^{10}$» [28.С.345]. Такое резкое увеличение показателя диэлектрической проницаемости проводника при $T \to 0$ безусловно должно вести к прекращению электрического тока, а не к его «сверхпроводимости», даже если бы какая-то часть электронов оставалась сверхпроводящей, что невозможно.

Итак, из опытов Оннеса и его последователей объективно следует, что при $T \to 0$ материалы, в частности металлы, переходят из состояния проводящего электричество в диэлектрическое состояние, обусловленное относительно устойчивым сверхдиа-намагничиванием вещества [см.109]. Это явление перехода переохлажденного, графитового проводника электрического тока в состоянии изолятора, то есть в состояние сверхдиэлектрика, а не «сверхпроводника» как ожидалось, убедительно доказано в работа [127] и [128].

4. ВВЕДЕНИЕ В СУБМИКРОСКОПИЧЕСКУЮ (ВНУТРИАТОМНУЮ) ТЕОРИЮ СВЕРХДИАМАГНЕТИЗМА

4.1. Анализ планетарной модели атома

Можно согласиться с автором работы [123], сделавшим выводы, что, с одной стороны, «важнейшим препятствием, чрезвычайно затруднившим процесс исследований сверхпроводимости, явилось то, что образно говоря, природа необычайно искусно «загримировала» сверхпроводимость под фактически не имеющую с ней ничего общего, идеальную проводимость», и, с другой стороны, «…проблема сверхпроводимости тормозила прогресс электронной теории металлов и, наоборот, стимулировала разработку теории фазовых переходов II рода» [69. С. 9]. Очевидно, что надо рассматривать явление сверхнамагничиваемости тел при фазовом переходе особого рода в условиях температуры $T \le T_{кр}$ с позиций новых и более реалистичных моделей и теорий электронного строения атомов и их связей в твердых телах.

В 1896 г. Лоренц изложил свое представление об электронах, входящих в состав атомов. По мнению Лоренца, атом представляет собой систему электрических зарядов (электронов и ионов), которые под действием электромагнитных волн со-

вершают колебательные движения с определенной частотой. Исследованиями поглощения света атомами установлено, что частота видимого света составляет 10^{14}–10^{15} колебаний в секунду. С такой частотой могут колебаться только частицы малой массы – электроны. Электроны внутри атома, по Лоренцу, имеют упругие взаимосвязи. Электронная теория атомного строения атомов Лоренца объясняет многие явления, связанные с распространением и поглощением света в веществе.

В начале XX столетия Д. Д. Томсон предложил уточненную модель атома. Томсон считал, что положительный заряд атома непрерывно распределен в пределах сферы, размеры которой определяют размер атома. Внутри этой сферы электроны распределены симметрично.

Вскоре опытами Э.Резерфорда по рассеиванию атомами α-частиц было доказано, что представление об обобщенном положительном заряде, предложенное Томсоном, не соответствует действительности. Согласно модели атома, предложенной Резерфордом, весь положительный заряд и почти вся масса атома сосредоточена в центральной части атома – в атомном ядре с диаметром порядка 10^{-13} см. Атом, по Резерфорду, подобен солнечной системе (солнце – ядро, планеты – электроны). Эта модель представляла атом как динамическую систему движущихся электронов вокруг положительно заряженного ядра. Но модель Резерфорда тоже оказалась неудовлетворительной.

Дело в том, что электроны могут двигаться вокруг ядра по

траекториям, являющимся кривыми второго порядка, т. е. по окружности или по эллипсу. Но такое обращение электронов вблизи ядра не может быть устойчивым, оно (по расчетам ученых) должно сопровождаться излучением (затратой) энергии, и в результате электроны обязаны упасть на ядро и атом прекратить свое существование за доли секунда. Однако этого не происходит. Атомы в устойчивом состоянии существуют, вероятно, миллиарды лет.

По планетарной модели все электроны, будучи равными по массе и заряду, должны были бы двигаться во всех атомах по одной орбите, а не на разных пространственно-энергетических уровнях, как это следует из экспериментов по определению спектров излучений энергии предварительно возбужденных атомов. Дискретные спектры длин волн излучений атомов доказывают, что орбиты электронов в атомах неодинаковы.

Модуль Резерфорда уточнил Н. Бор двумя постулатами.

1. Постулат о стационарности состояний: атомы, несмотря на происходящие в них движения электронов, не излучают энергию; атомы обладают дискретным рядом энергий; переход электронов с одного энергетического уровня на другой происходит скачком.

2. Условие перехода атома из одного состояния в другое: при переходе из одного стационарного состояния в другое атомы испускают или поглощают энергию строго определенной частоты.

Следующим шагом в развитии планетарной модели электронных оболочек атомов было доказательство того, что электроны, как и другие микрочастицы, обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Это означает, что вокруг и «вблизи движущегося электрона есть сопутствующая, «присоединенная» масса полевой материи, в которой создаются эти волновые свойства, описываемые некоторой волновой функцией

$$\Psi = f(x, y, z, \upsilon, t),$$

где x, y и z – пространственные координаты;

υ – скорость движения электрона;

t – момент времени.

Считается, что движение электрона вдоль круговой орбиты следует уподоблять замкнутому электрическому току J. Получается как бы вращающийся заряженный «обруч» (рис. 11), который обладает механическим моментом L количества движения и направленным в противоположную сторону, магнитным моментом P_m, кратным электромагнитному моменту, называемому «магнетиком Бора». На рис. 11 упрощенно показана планетарная модель атома водорода с одним электроном на орбите [47. Т. III. С. 312]. Другие водородоподобные структуры атомов имеют на орбите определенного пространственно-энергетического уровня несколько электронов, а представление о круговых орбитах вокруг ядра многих электронов остается подобным модели атома

водорода.

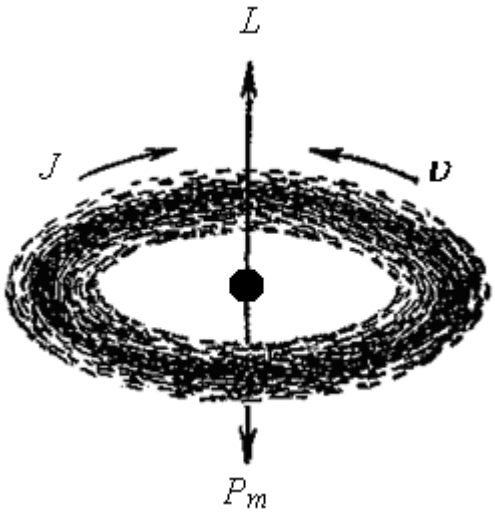


Рис. 11. Упрощенная планетарная модель атома водорода

Из приведенной модели орбиты электрона не видно силовых магнитных линий, хотя указаны механический и магнитный моменты. Если показать магнитные линии и движение электронов, порождающее магнитное поле, то модель атома водорода будет иметь вид, приведенный на рис.12. Здесь спиралеобразной линией показано вращение электрона вокруг своей оси и вдоль движения по орбите. Это собственное вращение электрона, т.е. его спин, создает элементарное орбитальное магнитное поле H_0.

Известный ученый В. Гейзенберг доказал, что по причине волновых свойств электронов и статистического характера скорости и неустойчивости пространственных координат (отклонений от срединной линии траектории) движущегося электрона его местоположение невозможно точно определить. Можно только указать некоторую область существования (нахождения) движущегося электрона. В этом состоит смысл принципа неопределен-

ности Гейзенберга.

Позднее Э. Шредингер написал неопределенное уравнение квантово-волновой функции электрона

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 x}+\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 y}+\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 z}+\frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E+\frac{e^2}{r}\right)\psi=0,$$

где Ψ – некоторая волновая функция; *x*, *y*, *z* – координаты; *m* – масса электрона; *r* – расстояние до ядра; *h* – постоянная Планка; *e* – заряд электрона; *E* – полная энергия электрона.

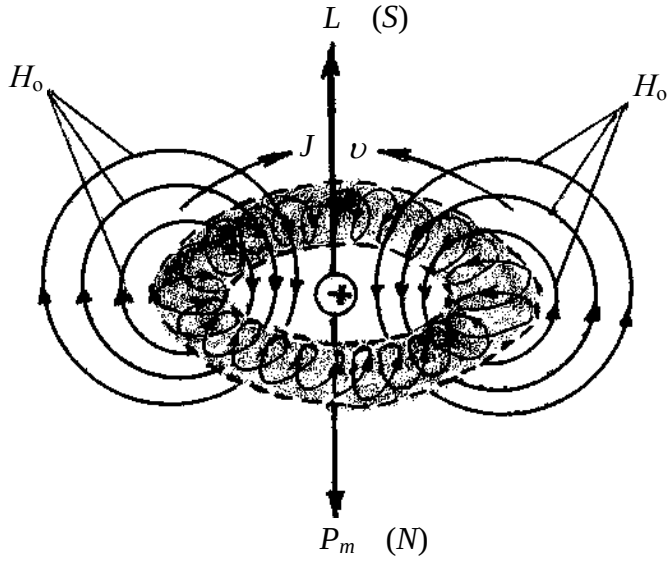


Рис. 12. Уточненное представление орбиты планетарной модели атома водорода (*N* и *S* – магнитные полюса)

Уравнение Шредингера составлено для случая водородоподобных атомов, когда, предположительно, электрон вращается вокруг ядра по круговой орбите и взаимодействует исключительно только с центральным полем ядра. В уравнении Шредингера взаимодействие электронов между собой не учитывается, а вол-

новая функция Ψ не определена.

Следует отметить и еще одно достижение планетарной модели атома.

Бесспорно, что орбиты движущихся электронов в атоме не произвольны, не хаотичны, а строго определенные. Орбиты электронов группируются по слоям (пространственно-энергетическим уровням). Энергии электронов каждого слоя практически равны друг другу. Энергии электронов, орбиты которых относятся к разным слоям (уровням), существенно разнятся. «На каждой орбите может одновременно находиться не более двух электронов», отличающихся спинами (от англ. слова spin – веретено), т. е. должны отличаться направлениями своих вращательных движений [47. Т. II. С. 127]. С другой стороны, утверждается в [55. С. 316], что «в определенном стационарном состоянии атома никакие его два электрона не могут находиться в одном и том же состоянии». Это утверждение квантовой теории атома получило название *принципа Паули*. Так как на орбитах электроны в свободных водородоподобных атомах не могут иметь одинаковые состояния то, следовательно, они не могут находиться на одной орбите. Значит, на каждой орбите должно быть по одному электрону. По Паули, в водородоподобном атоме количество электронов в стационарном состоянии равно $N=2n^2$, где n – главное квантовое число. При $n=1$, как у водородоподобного гелия, на стационарных орбитах электронной оболочки находятся два электрона. Но так как на одной орбите может быть только один

электрон, то, очевидно, у каждого электрона гелия своя орбита (нет коллективной орбиты для многих электронов определенного пространственно-энергетического уровня).

Если для двухэлектронного атома гелия планетарная модель противоречива, то для многоэлектронных атомов она не подходит вовсе. Если электроны, находясь каждый на своей орбите, отталкиваются друг от друга, то их наиболее устойчивые круговые орбиты должны расходиться и смещаться относительно ядра, т. е. становиться нецентристскими. Однако ученым еще долгое время трудно было отказаться от привычной планетарной модели атома.

Так, например, в обобщенной атомной теории Н. Бора сохранена планетарная модель – электроны в атомах по-прежнему совершают движения вокруг ядра под действием кулоновских сил. Поэтому теория Бора не могла описать все возможные стационарные состояния движущихся электронов. Известно, что кроме круговых орбит, возможны еще и эллиптические, но все они являются централистскими, в которых движениям электронов задаются траектории с центром, где находится ядро атома, но на самом деле электроны вовсе не обязаны двигаться именно так. Вероятно, возможны и другие конфигурации стационарных орбит движения электронов в атомах. В подтверждение этого «выяснилось, что электронам присущи свойства, не согласующиеся с представлением о планетарном их движении» [55. С. 287].

Важнейшим недостатком планетарной модели атомов явля-

ется то, что в ней не учитываются взаимодействия электронов и влияние на орбиты электронов неоднородностей структуры ядер.

Давно известно, что ядро любого атома вещества состоит из положительно заряженных протонов и не имеющих электрического заряда нейтронов. Заряд протона по абсолютной величине равен отрицательному (противоположному) заряду электрона. Протон и нейтрон являются двумя зарядовыми состояниями примерно равных по массе ядерных частиц, соединение которых называется нуклоном. Ядро водорода состоит из одного нуклона, то есть из протона и нейтрона. Ядро атома гелия – из двух нуклонов и т.д. по порядку таблицы элементов вещества. Симметричная электрическая неоднородность нуклонов и, следовательно, ядер атомов должна приводить к смещению орбит электронов относительно центра ядра. В этом, кроме взаимного отталкивания электронов, ещё одна из причин формирования нецентристской (непланетарной) электронной структуры атомов.

Простейшие непланетарные (нецентристские) модели электронных орбит атомов предложены нашими соотечественниками В. К. Григоровичем [34–37] и М. М. Протодьяконовым [86–88].

4.2. Непланетарные модели атома

С помощью планетарной модели атомов невозможно объяснить их взаимосвязи в молекулах, в кристаллических решетках, в

разнообразно структурированных и аморфных твердых телах. Поэтому начиная, по-видимому, с В. Гейтнера и Ф. Лондона (1927 г.) вплоть до наших дней предпринимались многочисленные попытки преодоления вышеназванной трудности на пути отказа от планетарной модели атома.

Если исходить из широко распространенного представления о металлах, то, естественно, необходимо признать, что взаимодействие коллективизированных электронов с ионами в металлических решетках является ненаправленным и, при сферической симметрии внешних электронных оболочек ионов, должно приводить к плотным кристаллическим упаковкам. Однако большинство металлов имеют неплотные структуры, и расстояния между соседними ионами не всегда одни и те же. По утверждению В. К. Григоровича, это «свидетельствует о наличии направленных связей и требует введения представлений о несферической симметрии ионов» [34. С. 204].

Попытки связать только внешние электроны попарно в валентные связи предпринимались Л. Полингом, В. Юм-Розери и др. Однако эти попытки не дали достаточно убедительного объяснения связи кристаллической структуры металлов с их электронным строением. Кроме того, это в корне подрывало представление о «свободных электронах» – электронах проводимости и поэтому всерьез не принималось.

В последние годы В. К. Григорович предложил теорию, в значительной степени устраняющую многие противоречия и

недостатки укоренившихся представлений об электронной структуре металлов.

Так, например, В. К. Григорович, исследовав микроструктуры металлов и сплавов и их свойства, предложил принципиально новый подход «построения квантово-механической теории, объясняющей структуру металлов, основанную на объединении модели коллективизированных валентных электронов, взаимодействующих с решеткой, с представлениями об образовании валентных σ-связей между подвалентными электронами внешних оболочек ионов». Сущность «такого подхода заключается в сохранении за валентными электронами в металле функции осуществления металлического взаимодействия с решеткой и электронных свойств металла и в привлечении к образованию направленных связей, определяющих структуру металла, ранее не учитывающихся подвалентных электронов внешней оболочки металлических ионов. Такая модель позволяет дополнить электронную теорию металлов представлениями квантовой химии о валентных связях» [35].

Исходя из анализа уравнения Шредингера В. К. Григорович пришел к выводу, что «для всех ρ-состояний электронов …независимо от главного (квантового. – *В. Ф.*) числа *n*, волновые функции представляют гантели, вытянутые вдоль осей прямоугольных координат… Гантелеобразную форму имеют и *d*-орбитали… Главными типами валентных связей в молекулах и ковалентных кристаллах являются двухэлектронная двухцентро-

вая обменная σ-связь и двухэлектронная π-связь» [36. С. 44–45].

Устойчивая связь между атомами, по представлению В. К. Григоровича, обеспечивается частичным перекрытием крайней части гантелеобразных орбит валентных электронов взаимосвязанных атомов. На рис. 13 приведены электронные структуры отдельных молекул водорода, фтора, кислорода и азота [36. С. 46].

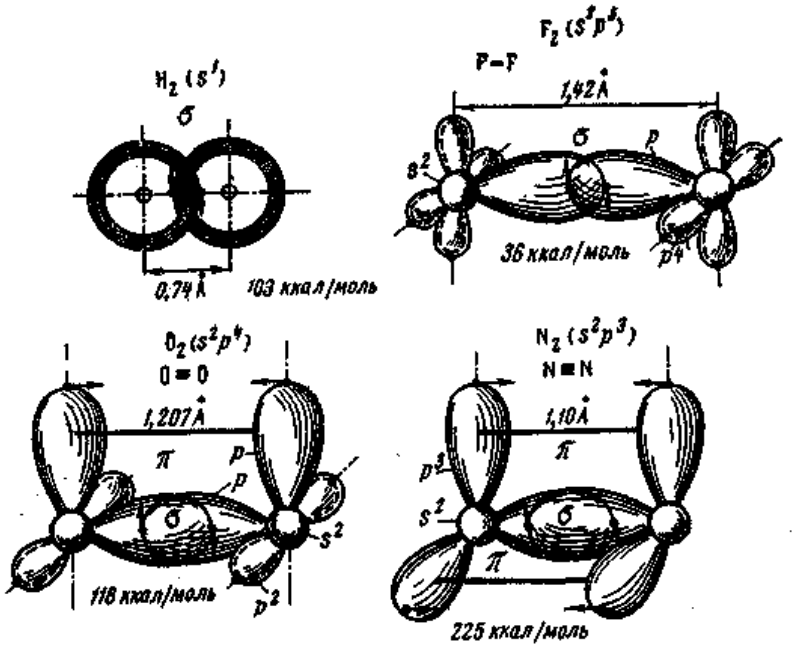
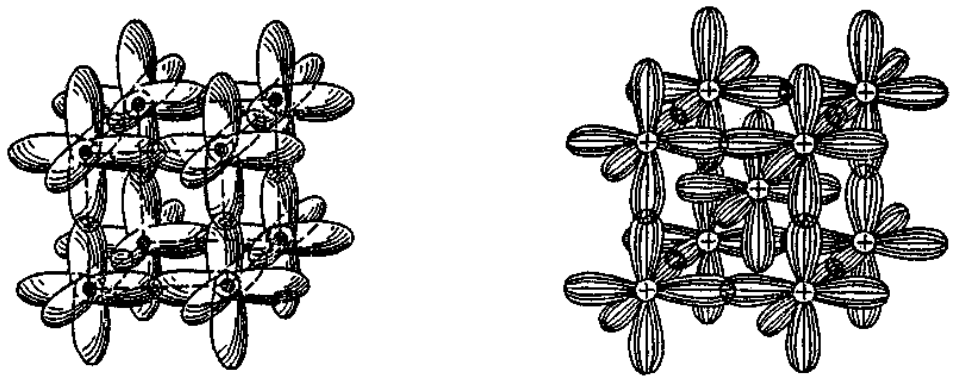


Рис. 13. Образование σ- и π-связей в молекулах водорода, фтора, кислорода и азота

Приведем структуры некоторых типов кристаллов. На рис. 14 показана кубическая (*а*) и объемно-центрическая кубическая структура (*б*) кристаллической решетки [36. С. 94].



а *б*

Рис. 14. Металлические связи в кристаллических структурах:

а – кубическая и *б* – объемно-центрическая кубическая (ОЦК) решетки

Представление об электронной структуре атомов, развиваемое В. К. Григоровичем и другими учеными, в значительной степени оправданно и во многих случаях хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако и такое представление не решает полностью проблему межатомной связи, ибо остается невыясненным сам механизм этой связи – механизм взаимодействия электронов, орбиты которых пересекаются. Пересечение траекторий частиц (электронов) не требует однозначно их взаимодействия, обеспечивающего устойчивую, постоянную связь между ними, стабильность межатомной связи, устойчивость кристаллической решетки. Все это привносится, постулируется и считается само собой разумеющимся.

Радикальным в гипотезе В. К. Григоровича является то, что межатомное, структурообразующее взаимодействие металлов переносится на второй электронный уровень, оставляя внешний электронный уровень свободным от участия в кристаллообразо-

вании межатомных связей, «при этом полностью сохраняется теория свободных электронов… поскольку внешние валентные электроны не привлекаются к объяснению направленных связей» [34. С. 213]. Но остаются ли эти внешние, свободные от установления направленных связей, электроны при своих атомах или обобществляются? Вопрос можно сформулировать несколько иначе. Возникает ли электронный газ в момент начала передачи электрической энергии через металл или свободные электроны присутствуют в металле и в то время, когда в нем нет электрического тока?

Из модели Григоровича и зонной теории действительно следует вывод, что внешние электроны атомов металлов должны быть «почти свободными», т. е. с относительно малой энергией взаимосвязи с ядром. При воздействии на эти электроны разности потенциалов электрического поля происходит:

1) отрыв электронов (внешних, «почти свободных»);
2) их движение в направление действия силы.

Так появляется ток проводимости. В этом случае внешние электроны действительно коллективизируются, но при возникновении электрического тока, а не до этого.

Для решения проблемы «сверхпроводимости» в ее прежнем названии, т. е. для объяснения сверхнамагничиваемости, модель электронного строения атомов и тел, по В. К. Григоровичу, не подходит, так как в ней нет места пространственным диполям (атомным микромагнитикам) и поэтому нет наглядного (модель-

ного) представления о природе магнетизма: ферромагнетизма, парамагнетизма, диамагнетизма и сверхмагнетизма.

В модели В. К. Григоровича электроны в атоме двигаются независимо друг от друга, т. е. электроны будто бы не взаимодействуют между собой, а должны отталкиваться как одноименные (отрицательные) электрические заряды.

Кроме оригинального представления В. К. Григоровича о внутреннем строении атомов и металлов, есть и другая непланетарная модель атомов и твердых тел М. М. Протодьяконова. В своих работах [86, 87, 88] М. М. Протодьяконов в корне порывает с идеей свободных, обобществленных электронов в металлах, находящихся в непроводящем (нормальном) состоянии. Кроме того, он показал, что волновое уравнение Э. Шредингера написано для одного электрона в атоме, т. е. только для водорода, в котором электрон по теории должен вращаться вокруг ядра. Но и в этом случае планетарная модель не вполне годится. Спутники планет вращаются по одной фиксированной для них орбите, а не самопроизвольно, тогда как считается, что электрон в атоме водорода и электроны в водородоподобных атомах вращаются по самопроизвольно меняющимся в пространстве положениям круговых орбит. Однако М. М. Протодьяконов показал, что в одноэлектронном решении уравнения Э. Шредингера волновая функция симметрична и наибольшие вероятности прохождения круговой орбиты электрона вытянуты вдоль трех произвольных осей прямоугольных координат *x*, *y* и *z*. Уравнение Шредингера со-

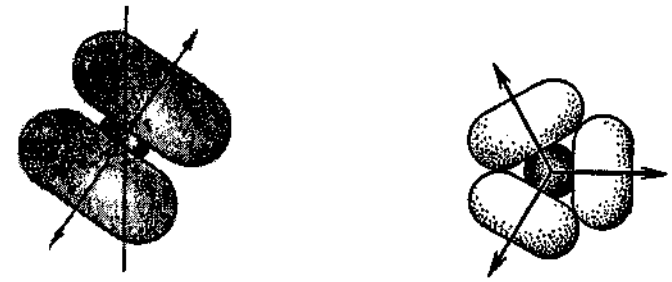
ставлено для случая таких водородоподобных ядер, в которых электроны взаимодействуют только с центральным полем ядра. В уравнении Шредингера взаимодействие электронов между собой не учитывается. Однако ясно, что даже в случае двух электронов в атоме каждый электрон движется в нецентральном поле и поэтому его орбита не обязательно является сферической и центральной – сказывается поле электронов и пространственная неравномерность поля ядра.

В уравнение Шредингера, вообще говоря, необходимо ввести дополнительные члены, учитывающие нецентральность поля, в котором вынуждены двигаться электроны всех атомов. Но даже само «…уравнение Шредингера для системы трех тел не может быть точно проинтегрировано. Тем более это относится к последующим атомам, содержащим 4, 5, 6 и т. д. частиц» (М. В. Волькенштейн). Учет нецентральности поля, в котором движутся электроны, делает решение уравнения Шредингера невозможным. В теперешнем его виде найти решение для атома с Z=100 невозможно, «даже если покрыть всю поверхность Земли электронными вычислительными машинами и заставить их непрерывно работать столько времени, сколько существует наша галактика» [50. С. 7].

Но, оказывается, существует другой метод, позволяющий построить электронную модель атомов, не противоречащую квантово-волновой механике. Собственно именно такой метод разработан профессором М. М. Протодьяконовым.

В основание электронной модели атомов М. М. Протодъяконова положено представление о том, что, отталкиваясь друг от друга, электроны стремятся к такому динамическому взаимному расположению, при котором каждый из них был бы в наименьшей степени экранирован от ядра зарядами прочих электронов. Это возможно только при некотором симметричном расположении электронов [87].

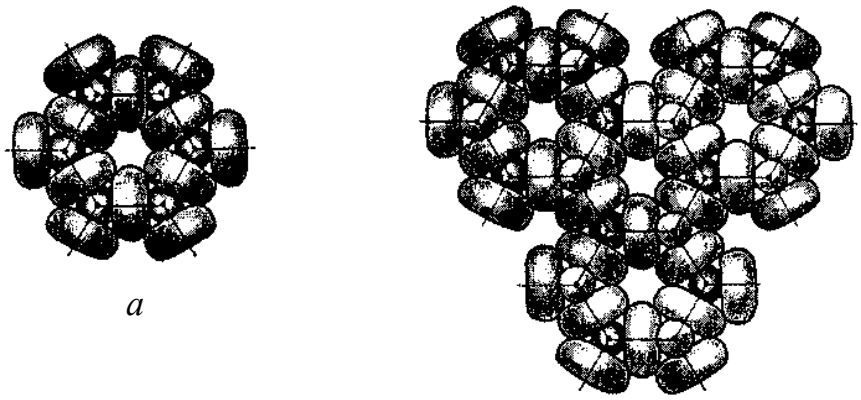
При моделировании структур атомов и их соединений М. М. Протодьяконов рассматривал структуры только внешних (валентных) орбит электронов в виде тороидов, аналогичных показанным на рис. 11 и 12. Изображения атомов с двумя и тремя тороидовидными орбитами валентных электронов показаны на рис. 15 [51].



а *б*

Рис. 15. Схемы электронных оболочек атомов с двумя (*а* - *гелий*) и тремя (*б* - *литий*) электронами

Схема строения графита по М. М. Протодьяконову приведена на рис. 16.

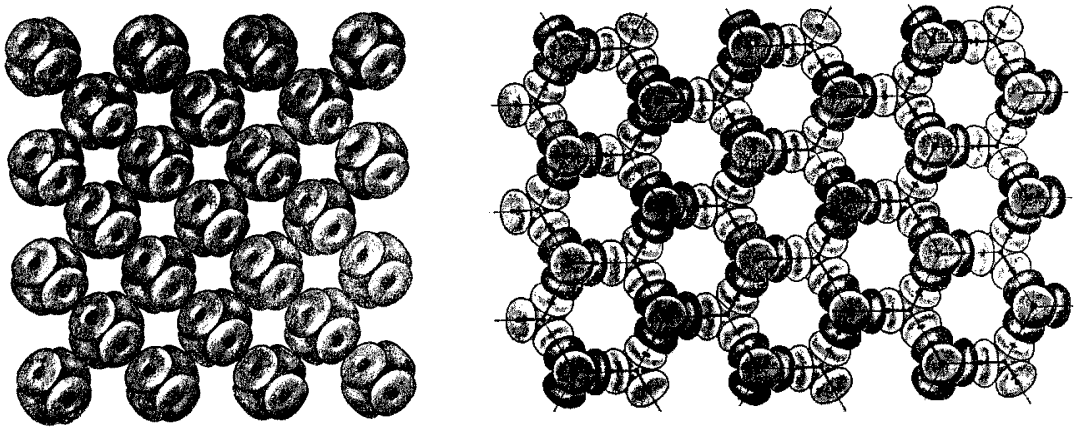


а *б*

Рис. 16. Схемы электронных оболочек графита:

а – шестиугольное углеродное кольцо; *б* – решетка в плане

Приведем для большей убедительности и наглядности еще две структуры кристаллов. На рис. 17 показана структура граней кубической решетки [87] и структура кристалла льда [88].



а *б*

Рис. 17. Схемы электронных оболочек:

а – на гранях куба; *б* – структура кристалла льда (в плане)

Принципиально важным в протодьяконовских моделях является то, что, во-первых, тороидовидные орбиты имеют все электроны сложного атома и их расположение не центрировано относительно ядра атома, как это у единственного электрона водорода; во-вторых, при наличии четного количества валентных электронов в атоме два электрона образуют связанные пары (магнитные диполи), при этом электроны находятся на противоположных сторонах от центра атома (ядра); в-третьих, соединение атомов обеспечивают (осуществляют) взаимодействующие электроны посредством своих электромагнитных полей.

Однако модели атомов, их электронные структуры не рассмотрены М. М. Протодьяконовым в целом, т. е. во всем объеме атомов, а только с позиций учета внешних валентных электронов атомов породообразующих минералов и сходных с ними веществ.

В порядке уточнения и развития моделей М. М. Протодьяконова попытаемся построить более подробные электронные модели атомов, основываясь на некоторых фактах и соответствующих им предположениях.

4.3. Уточненная модель структур атомов и их связей

В порядке развития теории и атомных моделей М.М. Протодьяконова была предложена автором в соавторстве с профессо-

ром Т.А. Лебедевым еще в 1968-1971 годах уточненная модель строения атомов, молекул и кристаллов [63-65].

Признается, что на установление одной устойчивой связи атомов в твердом теле каждый атом «отдает» («задействует») один электрон из своего пространственно-энергетического уровня электронной структуры, формирующего межатомную структуру. Поэтому максимальное число электронов структурообразующего уровня не может быть больше числа возможных непосредственных связей данного атома с другими атомами. Если мы обратимся к кристаллическим структурам, и в частности к кристаллическим структурам металлов, то увидим, что отдельные атомы в элементарных (простейших) ячейках имеют следующее количество связей: в кубической решетке – 6, а в октаэдрической – 8. Все другие, т. е. сложные кристаллические структуры, состоят из соединения элементарных ячеек. Так, например, объемно-центрированная кубическая (ОЦК) решетка состоит из двух простых кубических решеток, «вставленных» одна в другую. Гранецентрированная кубическая (ГЦК) решетка есть комбинация четырех простых кубических решеток.

В вышеназванных элементарных, или простых, ячейках число связей единичного атома равно координационному числу. Координационное число К – это количество соседних атомов, непосредственно окружающих каждый атом в кристаллической решетке. Но это не значит, что со всеми соседними атомами находится во взаимодействии любой конкретно рассматриваемый

атом решетки. В ячейке объемно-центрированной кубической решетки близлежащих к данному атому находятся 8 соседних атомов и К=8. Но так как в ОЦК-решетке две сочлененных кубических решетки, то каждый атом в ней имеет 6 связей, К=6. В гранецентрированной кубической решетке координационное число К=12, но так как в ГЦК-решетке соединены четыре кубических решетки, то и в ГЦК-решетке К=6. Кроме того, в ГЦК-решетке, если соединить атомы, находящиеся в центрах плоскостей (граней) куба, то получается фигура октаэдр с К=8. Такой же октаэдр можно усмотреть внутри двух соседних объемно-центрированных ячейках кристаллической ОЦК-решетки. У гексагональной плотноупакованной решетки, при отношении c/a = = 1,633, где c – наибольшее расстояние между центрами ближайших атомов в ячейке; a – наименьшее расстояние между соседними атомами ячейки, получается при подсчетах, что координационное число равно 12. Но у многих атомов, имеющих гексагональную кристаллическую решетку, отношение c/a находится в пределах 1,57–1,64. Считается, что если с/а отличается от 1,633 (как, например, у цинка и кадмия), то координационное число и гексагональной решетки равно 6. Есть сведения, что у цинка и ртути координационное число К=16, а если они в плотноупакованной гексагональной решетке, то К=12 [47, рис. 16]. Но цинк и ртуть, а также многие другие атомы металлов, имея, как считается, по два валентных (внешних) электрона, не могут с их помощью создать сложную кристаллическую решетку. Из этого сле-

дует, что «ответственными» за кристаллизацию являются, по существу, электроны полностью (или почти полностью) заполненных уровней электронной структуры атомов. Координационное число К=16, вероятно, свидетельствует о том, что в условиях плотноупакованной гексагональной решетки эти атомы имеют в структурообразующем уровне К=16:2=8 электронов.

На основании вышеизложенного можно утверждать, что электؘонное строение атом□в подчиняется периЮФи□膊свой зΨкономе@нс Ч□и заполнения электронных оұолочек соответст□ующего чровня, которая(предст揁влена в табл. 2ȮЙЧисла 6 и 8 в по顁ɲлинноϑ таблице耠Д. И. Менделеева (см.0табл. 3) являются >предصляющими свойствȣ и стру:туру периодичесЪой системы элементов веще؆тва.ŋВ его таблице 8 групп и 6×2=12 рядов. Но если сїитать, что в одном пХриоде по два полных ряда элеменЂов, как эро принято для ср≫дней чарти0современной «Таблицы Менделеева», то получ¥ется 8耠периодов.

Числа 6 и 8 в по顁ɲлинноϑ таблице耠Д. И. Менделеева (см.0табл. 3) являются >предصляющими свойствȣ и стру:туру периодичесЪой системы элементов веще؆тва.ŋВ его таблице 8 групп и 6×2=12 рядов. Но если сїитать, что в одном пХриоде по два полных ряда элеменЂов, как эро принято для ср≫дней чарти0современной «Таблицы Менделеева», то получ¥ется 8耠периодов.

Таблица 2

Распределение электронов по периодам

Номера периодов	1		2		3		…	8	
Номера электронных уровней (слоев)	1	2	3	4	5	6	…	15	16
Обозначение электронных уровней	S_1	P_1	S_2	P_2	S_3	P_3	…	S_8	P_8
Максимальное количество электронов	6	8	6	8	6	8	…	6	8

Принимая основные предпосылки построения протодьяконовских моделей атомов, в частности учитывая отталкивание электронов друг от друга и взаимопритяжение электронов и протонов в атоме, а также несимметричность электрического поля нуклона (нейтрона и протона) из-за экранирующего действия более крупного нейтрона, чем протон (антиэлектрон), получаем следующие модели структур атомов. Так, например, электрон в атоме водорода вращается по круговой орбите, но не вокруг ядра, а с большим смещением от ядра. Структура атома водорода приведена на рис. 17. В свободном атоме гелия (He) электроны создают электронный магнитный диполь (магнитон) как это показано на рис. 18. Двухатомная молекула водорода H_2 имеет вид схематически показанный на рис. 19. Модели атомов лития и бериллия изображены на рис. 20 и 21. Очевидно, что электронная структура атомов зависит от структур их ядер. Аналогичное представление о структуре атомов развивает Ф.М. Канарёв [53 и др.].

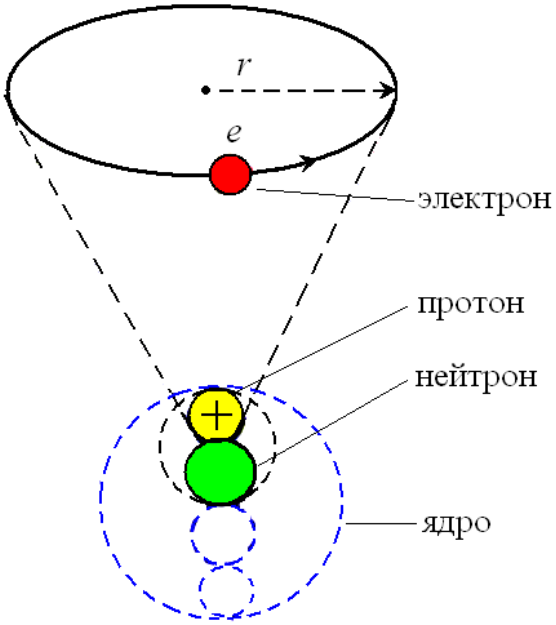


Рис. 18. Модель атома водорода: e – электрон, r – радиус орбиты электрона

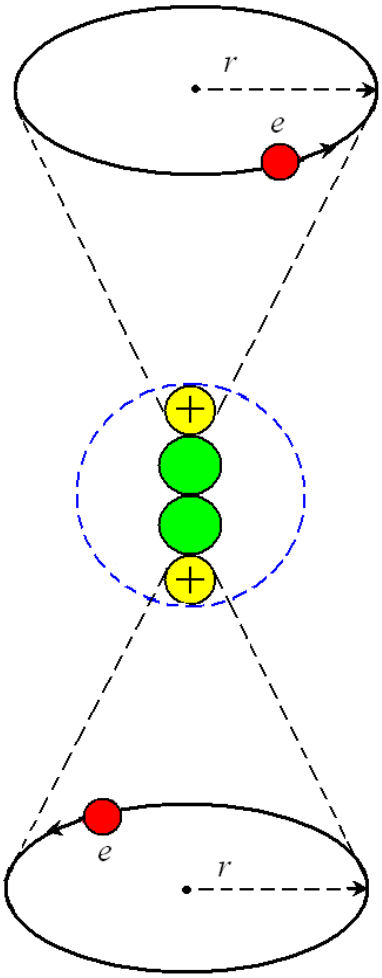


Рис. 19. Модель атома гелия

Таблица 3

Періодическая система элементовъ по группамъ и рядамъ [36]

Ряды.	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВЪ:								
	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	–	Водо-родъ. **H** 1,008	–	–	–	–	–	–	
2	Гелій. **He** 4,0	Ли-тій. **Li** 7,03	Берил-лій. **Be** 9,1	Боръ. **B** 11,0	Углe-родъ. **C** 12,0	Азотъ. **N** 14,01	Кисло-родъ. **O** 16,0	Фторъ. **F** 19,0	
3	Неонъ. **Ne** 19,9	На-трій. **Na** 23,05	Маг-ній. **Mg** 24,36	Алю-миній. **Al** 27,1	Крем! ній. **Si** 28,2	Фос-форъ. **P** 31,0	Сера. **S** 32,06	Хлоръ. **Cl** 35,45	
4	Ар-гонъ. **Ar** 38	Ка-лий. **K** 39,15	Каль-цій. **Ca** 40,1	Скан-дій. **Sc** 44,1	Ти-танъ. **Ti** 48,1	Вана-дій. V 51,2	Хромъ. **Cr** 52,1	Мар-ганецъ. **Mn** 55,0	Же-лезо, Ко-бальтъ. Ник-хель **Fe** 55,9 **Co** 59 **Ni** 59 **(Cu)**
5	–	Медъ. **Cu** 63,6	Цинкъ. **Zn** 65,4	Гал-лій. **Ga** 70,0	Гер-маній. **Ge** 72,5	Мышь-якъ. **As** 75	Се-ленъ. **Se** 79,2	Бромъ. **Br** 79,95	
6	Крип-тонъ. Kr 81,8	Ру-бидій. Rb 85,5	Строц-ій. **Sr** 87,6	Ит-трій. **Y** 89,0	Цир-коній. **Zr** 90,6	Ніо-бій. **Nb** 94,0	Молиб-денъ. **Mo** 96,0	–	Ру-теній. Ро-дій. Пал-ладій. **Ru** 101.7 **Rh** 103.0 **Pd** 105.5 **(Ag)**
7		Серe-бро. **Ag** 107,93	Кад-мій. **Cd** 112,4	Ин-дій. **Jn** 115,0	Оло-во. **Sn** 119,0	Сурь-ма. **Sb** 120,2	Тел-луръ. **Te** 127	Іодъ. **J** 127	
8	Ксе-нонъ. **Xe** 128	Це-зій **Cs** 182,9	Ба-рій. **Ba** 187,4	Лан-танъ. **La** 138,9	Це-рій. **Ce** 140,2	–	–	–	
9		–	–	–	–	–	–	–	
10	–	–	–	Иттер-Бій. **Yb** 173	–	Тан-талъ. **Ta** 183	Вольф-рамъ. **W** 184	–	Ос-мій. Ири-дій. Пла-тина. **Os** 191 **Jr** 193 **Pt** 194,8 **(Au)**
11		Зо-лото. **Au** 197,2	Ртуть. **Hg** 200,0	Талій. **Tl** 204,1	**Pb** 206,9	Вис-мутъ. **Bi** 208,5	–	–	
12	–	–	Радій. **Rd** 225	–	Торій. **Th** 232,5	–	Уранъ. **U** 238,5		
	Высшіе солеобразные окислы:								
	R	**R^2O**	**RO**	**R^2O^3**	**RO^2**	**R^2O^5**	**RO^2**	**R^2O^7**	**RO^4**
	Высшія газообразныя водородныя соединенія:								
					RH^4	**RH^8**	**RH^2**	**RH**	

(1869–1905) *Д. Менделеевъ.*

Кстати, в качестве примечания и небольшого отступления от темы магнетизма атомов и тел, необходимо отметить следующее. Смотря на рис. 18 и 19, становится понятным процесс синтеза двух атомов водорода в атом гелия. Атомы обычного водорода (дейтерия) в силу своей структурной несимметричности (недостроенности), при их сближении на расстояние меньше критического, объединяются (ядра соединяются) и этим создается структурно более устойчивый атом гелия. При этом синтезе гелия высвобождается и излучается полевая колебательная энергия Q, пропорциональная известному в атомной физике, так называемому «дефекту масс». В этом суть физического процесса синтеза сложных атомов из простейших атомов водорода. Этот термоядерный синтез гелия происходит при взрыве водородной бомбы.

Простейшие реакции атомного синтеза можно записать в виде: 1) H + H = He + Q, 2) He + H = Li + Q, 3) Li + H = B + Q, 4) B + H = C + Q, 5) C + H = N + Q, 6) N + H = O + Q и т.д. Однако, наименее энергоемкими для начала синтеза и выделения большей энергии являются реакции 1, 3, 5 и т.д., в которых атомы имеют нечетное количество электронов и нуклонов (протонов с нейтронами).

Из вышеизложенного о синтезе атомов, в частности гелия из атомов водорода, относительно легко создать реальную технологию управляемого атомного синтеза для получения большого количества безопасной полевой, а потом и тепловой энергии.

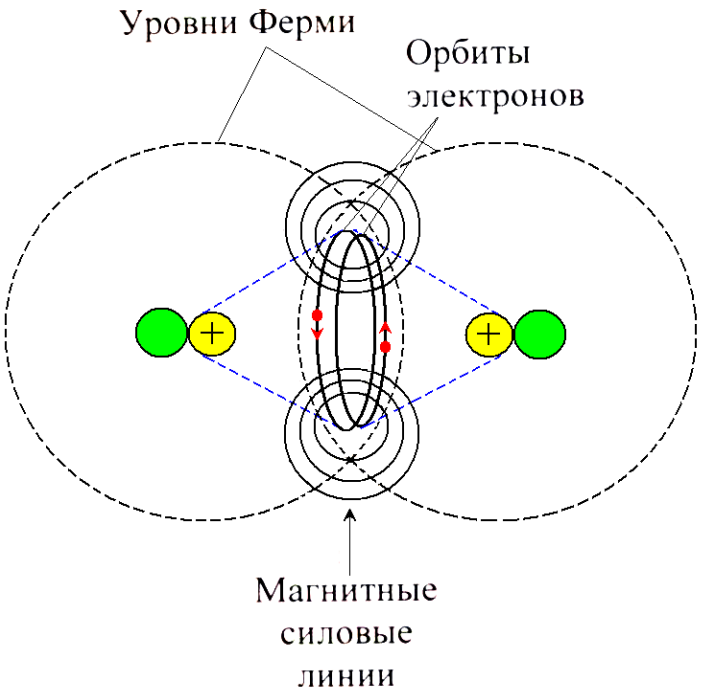


Рис. 20. Структура молекулы водорода (H_2)

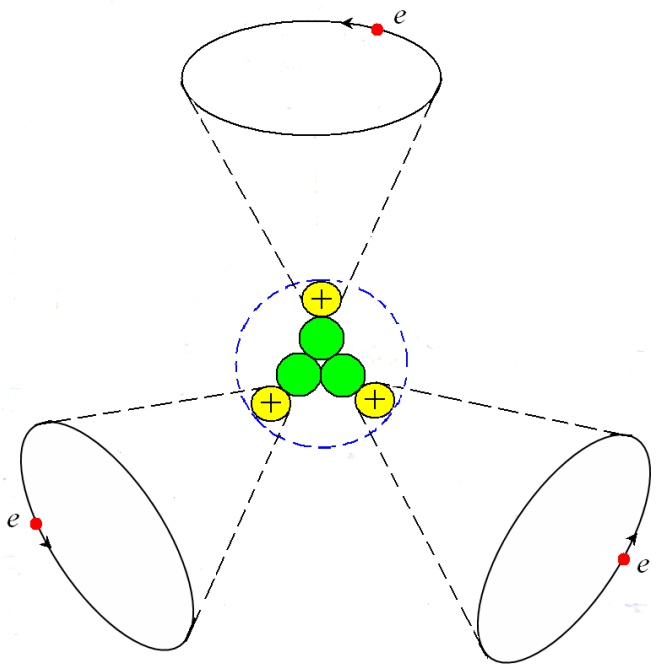


Рис. 21. Статическая модель атома лития

Как видно на рис. 21, третий электрон атома лития может располагаться на любой из четырех граней куба. Четыре электро-

на бериллия уже попарно занимают внутри сферы Ферми противоположные положения. Структура бериллия изображена на рис. 22.

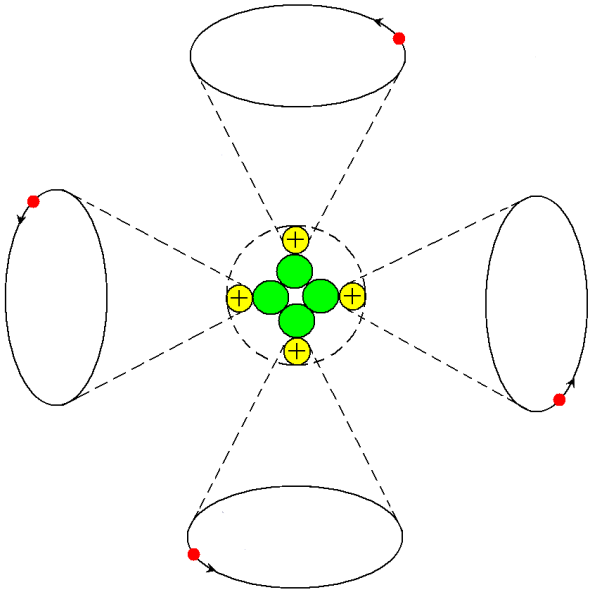


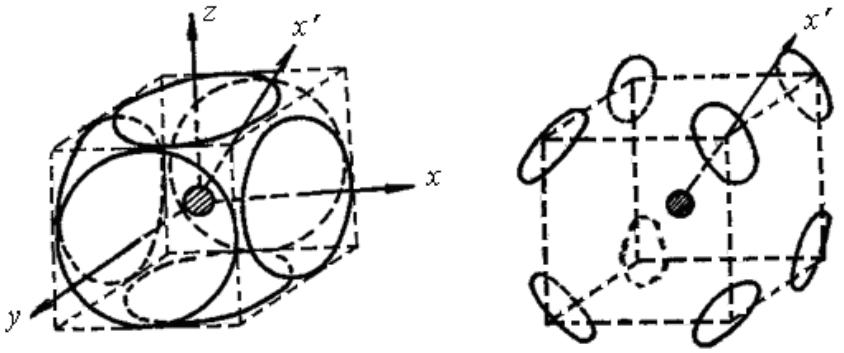
Рис. 22. Структура атома бериллия

С увеличением количества нуклонов в атомах получаем, что, например, электроны атома углерода образуют плоскостями своих орбит умозрительную фигуру в виде куба. Схема электронного строения углерода с полностью заполненным первым уровнем (рядом) электронов S_1 (6 электронов) приведена на рис. 23, *а*.

Следующий уровень электронов P_1 строится аналогично первому, но так, что его электроны, с 7-го по 14-й, стремясь занять положение, менее экранированное от ядра электронами уровня S_1, т. е. стараясь попасть в «потенциальную яму», обегают по своим круговым траекториям вершины куба, образованного электронными плоскостями предыдущего уровня. Это показано

на рис. 23, *б*. На восемь вершин куба, образованного шестью электронами по плоскостям их траекторий, помещается восемь электронов. Так постепенно заполняется следующий уровень, или ряд P_1, образуя своими электронными плоскостями орбит геометрическую фигуру октаэдр. Первым атомом с такой структурой является кремний (рис.23, *б*).

Уровень S_2 застраивается расположением электронов у шести вершин октаэдра. На это идет шесть электронов, электронные плоскости которых опять образуют куб. Заполнение уровня P_2 аналогично структуре и формированию уровня P_1.



а *б*

Рис. 23. Объемная схема строения электронных оболочек атомов углерода (*а*) и кремния (*б*)

Исходя из вышеизложенного представления об электронной структуре атомов, можно записать соответствующую таблицу периодической системы элементов вещества в виде табл. 4. Полученная нами таблица периодической системы элементов веществ не может заменить собой многочисленные варианты аналогичной таблицы Д. И. Менделеева, так как в основе построения этих таб-

лиц качественно различные принципы. Если в таблице Менделеева в основном отражена закономерность химической активности элементов, то в табл. 4 – их электронное строение, и при этом в явной форме не учитывается химическая активность элементов.

Таблица 4

Периодическая таблица элементов вещества [64]

Периоды	Ряды	Группы элементов							
		1	2	3	4	5	6	7	8
1	1	H водород	He гелий	Li литий	Be бериллий	B бор	C углерод	–	–
	2	N азот	O кислород	F фтор	Ne неон	Na натрий	Mg магний	Al алюминий	Si кремний
2	3	P фосфор	S сера	Cl хлор	Ar аргон	K калий	Ca кальций	–	–
	4	Sc скандий	Ti титан	V ванадий	Cr хром	Mn марганец	Fe железо	Co кобальт	Ni никель
3	5	Cu медь	Zn цинк	Ga галлий	Ge германий	As мышьяк	Se селен	–	–
	6	Br бром	Kr криптон	Rb рубидий	Sr стронций	Y иттрий	Zr цирконий	Nb ниобий	Mo молибден
4	7	Tc технеций	Ru рутений	Rh родий	Pd палладий	Ag серебро	Cd кадмий	–	–
	8	In индий	Sn олово	Sb сурьма	Te теллур	J йод	Xe ксенон	Cs цезий	Ba барий
5	9	La лантан	Ce церий	Pr празеодим	Nd неодим	Pm прометий	Sm самарий	–	–
	10	Eu европий	Gd гадолиний	Tb тербий	Dy диспрозий	Ho гольмий	Er эрбий	Tu тулий	Yb иттербий
6	11	Lu лютеций	Hf гафний	Ta тантал	W вольфрам	Re рений	Os осмий	–	–
	12	Ir иридий	Pt платина	Au золото	Hg ртуть	Ti таллий	Pb свинец	Bi висмут	Po полоний
7	13	At астатий	Rn радон	Fr франций	Ra радий	Ac актиний	Th торий	–	–
	14	Pa протактиний	U уран	Np нептуний	Pu плутоний	Am америций	Cm кюрий	Bk берклий	Cf калифорний
8	15	Es эйнштейний	Fm фермий	Md менделевий	No нобелий	Lr лоуренсий	Ku курчатовий	–	–
	16	*	*	*	*	*	*	*	*

Примечание. В таблице знаком * обозначены элементы, открытие которых предполагается.

Однако если обратиться к первоисточнику, т. е. к подлинной периодической системе элементов, предложенной Д. И. Менделеевым (см. табл. 3), то оказывается, что в табл. 3 и 4 есть сходства. Во-первых, в табл. 3 имеется 8 основных групп элементов, и, во-вторых, ряды элементов в табл. 3 разделены в основном попарно, как и в табл. 4. Поэтому можно надеяться, что предложенная электронная модель атомов и адекватная ей табл. 4 не так уж далеки от истины, тем более что табл. 4 кажется менее противоречивой, чем современные модификации таблицы Д. И. Менделеева.

Изложенное представление об электронном строении атомов позволяет объяснить, с помощью представления о магнитных диполях веществ, явление сверхнамагничиваемости тел в условиях низких закритических температур. Вращение отдельных электронов по круговым орбитам и их спиновые вращения вокруг собственной оси симметрии создает, как известно, магнитный и механический силовые моменты (P_m и L). Два сопряженных протодьяконовских электрона представляют собой двухполюсный магнитный диполь.

Понятие о магнитных диполях, отличное от представления об электрических диполях, ввел в 1785 г. Ш. Кулон. Позднее А. Ампер показал, что магнитные поля создаются одинаково расположенными магнитными диполями вследствие согласованного кругового движения электрических частиц вещества (в частности, электронов). Для объяснения магнитных свойств тел Ампер

использовал понятие о магнитных диполях как о «молекулярных магнитиках».

Переходя к рассмотрению магнетизма не молекулярных, а атомарных тел (например, металлов), можно говорить о внутриатомных магнитных диполях и обобщенно об элементарных диполях, или об «элементарных магнитиках», атомов или молекул [30].

4.4. Еще немного о внутриатомной природе магнитных свойств веществ

Считая доказанным, что Камерлинг-Оннес в 1911 г. открыл не сверхпроводимость, а сверхнамагничиваемость твердых тел (в частности, металлов), есть необходимость пояснить это утверждение с позиций вышеизложенной непланетарной электронной структуры атомов.

Существует научный факт, который, вероятно, является одним из определяющих в понимании физической природы перехода тел в сверхнамагниченное состояние при известных условиях эксперимента. Суть его в следующем. Если температура, например, металла, снижается и при этом «суммарная энергия тела уменьшается, т. е. если система переходит в состояние с меньшей тепловой энергией, то кинетическая энергия образующих ее заряженных частиц – и в первую очередь электронов – возрастает»

[111. С. 25]. Этот факт, по мнению Я. И. Френкеля, «на первый взгляд кажется несколько странным; в случае атома водорода он сводится к тому, что при уменьшении расстояния электрона от ядра скорость движения электрона должна увеличиваться. Совершенно аналогичное соотношение известно в астрономии: чем ближе планета к Солнцу, тем быстрее она движется» [111. С. 26].

Следовательно, чем меньше температура, чем быстрее движутся электроны в атомах, тем большую величину имеет центробежная сила вращающихся электронов, что при определенной низкой температуре приводит к выходу протодьяконовских пар электронов за уровень Ферми, что вызывает резкое ослабление взаимодействия этих электронов с их ядрами. Но так как в атомах электроны протодьяконовской пары не перестают взаимодействовать с ядрами и между собой, то они остаются по-прежнему принадлежащими своим атомам. Такое состояние вещества рассматривается как качественно отличное, самостоятельное фазовое состояние второго рода при очень низких температурах, переход к которому, как известно, осуществляется без поглощения или излучения тепловой энергии – энергии колебательных движений атомов вещества.

Известно, что энергия Ферми, или ферми-уровень, это определенное значение энергии (E_F), при котором, если электрон с механическим импульсом движения P меньше P_F – ферми-импульса (граничного импульса), то он находится внутри объема, ограниченного поверхностью Ферми. Поверхность Ферми есть

изоэнергетическая поверхность в пространстве атома, где импульсы электронов $P < P_F$. Если P ненамного больше P_F, то связь электрона с ядром ослаблена. Но если $P >> P_F$, то электроны оказываются свободными от своих атомов. Критическая скорость движения электрона, находящегося на объемной поверхности Ферми, равна

$$\upsilon_F = P_F / m,$$

где m – масса электрона.

Подсчитано, что $\upsilon_F \approx 10^8$ см/с [52].

У атомов поверхность, или уровень, Ферми имеет сферическую форму. Поверхности Ферми взаимосвязанных атомов имеют разнообразные формы, например, такие, какие показаны на рис. 24.

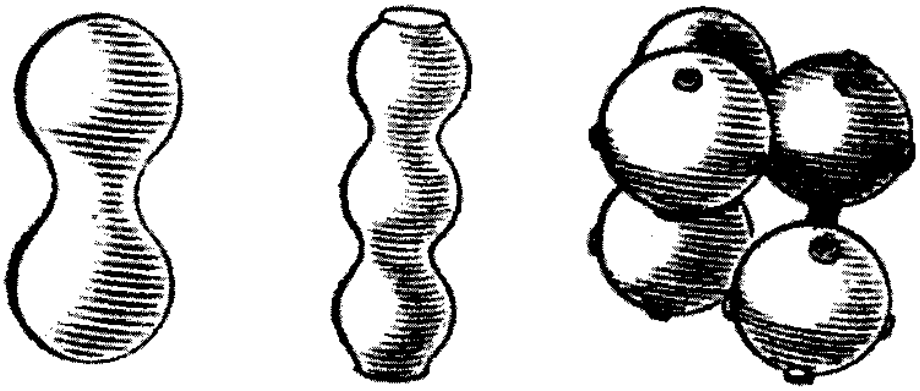


Рис. 24. Виды поверхностей Ферми двух, трех и пяти соединенных атомов [52]

Очевидно, что энергия взаимодействия (связи) электронов с ионом атома E_c за пределами поверхности Ферми, имеющей

энергию E_F, по мере удаления их от ядра атома уменьшается постепенно, возможно так, как показано на рис. 25.

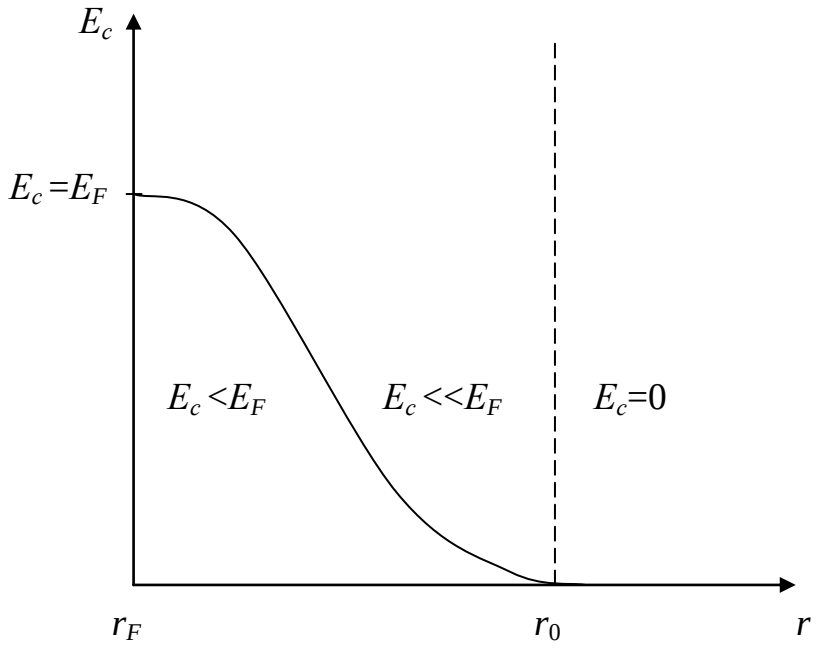


Рис. 25. Распределение энергий электрона за пределами уровня Ферми: r – расстояние от поверхности ядра атома; r_F – расстояние до поверхности Ферми; r_0 – расстояние, на котором прекращается связь электрона с атомом

Представление об уровне и поверхности Ферми есть следствие принципа Паули, согласно которому в стабильном состоянии с импульсом P не может находиться более двух частиц. Причем эти частицы, в частности электроны, должны иметь разные спины. Теоретическое построение поверхности Ферми основано на модельных представлениях о движении электронов в силовом поле ионов.

Постоянный ток проводимости обычной электрической энергии с его магнитной составляющей, или постоянный поток

только магнитной энергии H в теле, пребывающем в особом низкотемпературном фазовом состоянии, способном к сверхнамагничиваемости, легко разворачивают частично высвобожденные (т. е. ненамного вышедшие за пределы поверхности Ферми – в зону от r_F до r_o, рис. 25) протодьяконовские пары электронов и ориентируют эти диполи (атомные микромагнитики) в направлении действующего постоянного магнитного поля электрического тока или постоянного магнитного поля от какого-либо внешнего источника. Так происходит магнитная индукция B от магнитного поля H_B внутри тела, и оно становится намагниченным величиной M, зависящей от величины намагничиваемого тела. Но почему возникающее в теле магнитное поле H_B всегда больше внешнего поля намагничивания H ($H << H_B$) и тело при температуре $T < T_{кр}$ становится сверхмагнетиком? Кроме того, почему наведенное в теле магнитное поле не исчезает и не убывает со временем после прекращения намагничивания от внешнего источника? Ответ на первый вопрос состоит в том, что обычный ферро- и парамагнетизм обусловлены соответствующей ориентацией протодьяконовских пар электронов первого (внешнего) и, возможно, второго уровня, находящихся внутри поверхности Ферми. При этом, по причине большой силы связи электронов с ядром атома и другими электронами, не многие протодъяконовские диполи могут быть сориентированы в направлении вектора $\vec{H}$, а только их небольшая часть. Поэтому нормальная намагниченность $M_н$ невелика.

При криогенных температурах ($T < T_{кр}$), по указанным выше причинам, вероятно легче и больше протодьяконовских пар электронов выходит за пределы поверхности Ферми и участвуют в намагничивании тела. Поэтому бóльшим количеством диполей создается большее магнитное поле сверхмагнетика $H_с$, и оказывается, что $H_с >> H$ и, следовательно, $M_с >> M_н$.

Ответ на второй принципиальный вопрос может быть таким. При ферро- и паранамагничивании электронные протодьяконовские пары атомов твердого тела связаны общим магнитным полем с диполями только соседних атомов – устанавливается устойчивый ближний электронный порядок, сохраняющий намагниченность после прекращения намагничивания. При переходе вещества в состояние возможной сверхнамагничиваемости, вероятно, происходит не только ориентация большего числа диполей в направлении поля H, но и сближение электронов диполей друг с другом, что увеличивает их общий магнитный потенциал. Кроме того, исходя из принципа Паули, что на одной устойчивой орбите может быть два электрона, можно с достаточным основанием считать, что орбиты единичных электронов низлежащего уровня сливаются, объединяются. В таком случае $H_с$ существенно увеличивается и устанавливается дальняя связь (дальний электронный порядок) этих электронов, объединенных уже в куперовские пары внутри атомов.

Установлению дальнего порядка (дальних магнитных взаимосвязей) электронных субструктур в сверхмагнитном состоянии

тела способствует и обычное сближение атомов при понижении температуры. Разрушить эту дальнюю магнитную связь можно, если пропустить критический ток или приложить критическое магнитное поле, не совпадающее с направлением сверхнамагниченности (см. табл. 2).

Изложенное здесь представление о возможной физической природе сверхнамагничивания можно кратко сформулировать так. Протодьяконовские пары электронов (атомные диполи), «выстроившись» под влиянием вектора $\vec{H}$, образуют с ближайшими электронами атома другие электронные пары. Эти пары «сконденсированных» электронов и есть куперовские пары. Так, вероятно, происходит объединение орбит сблизившихся соседних электронов в более мощные (двойные) магнитные диполи Протодьяконова, и этим создается устойчивая электронная субструктура дальней магнитной связи, которая, как и в случае обычных магнитов, не разрушается при разрезании сверхнамагниченного образца.

Возможно так же, что куперовскими парами электронов являются электроны разных (соседних) атомов, между которыми устанавливается дальняя магнитная связь, обеспечивающая неразрывность диамагнетизма тел (эффект Оннеса – Джозефсона). Вопрос о процессе формирования куперовских пар электронов и процесс перехода вещества к сверхдианамагничиванию подлежит еще исследованию и обсуждению. Однако на основе предлагаемой модели электронного строения атомов, с их протодьяконов-

скими парами электронов, являющимися внутриатомными элементарными магнитиками, или магнитными диполями, есть возможность адекватного понимания того, как «конденсируются» электроны в куперовские пары не самопроизвольно, а в процессе сверхдианамагничивания при закритически низких температурах.

Итак, однонаправленная ориентация множества протодъяконовских пар (внутриатомных диполей) и установление при этом сильных магнитных связей между ними посредством создания своего рода электронных «нитей», или «каналов», из соединенных диполей общим магнитным полем обеспечивает эффект стабильности и увеличения намагниченности сверхмагнетика. В этом состоит физическая природа сверхнамагничиваемости многих веществ (сверхмагнетиков) в условиях криогенных температур.

Далее, используя изложенную здесь в общих чертах и немного скорректированную атомную модель М. М. Протодьяконова, есть необходимость рассмотреть кинематическую схему механизма взаимодействия электронов с ядрами.

Не считая планетарную модель атома водорода правильной, но признавая круговое движение отрицательно заряженного электрона в положительном электрическом поле ядра атома, надо учитывать, наряду с электромагнитным полем, вызванным орбитальным и спиновым движением электрона, еще и взаимное влияние (притяжение электрона ядром) электрических полей электрона ($E_{(-)}$) и ядра ($E_{(+)}$), т. е. ($E_{(+,\,-)}$) или F_E. В таком случае

силовая модель атома водорода будет иметь принципиально другой вид. Очевидно, что вектор механической силы, действующей на движущийся электрон по своей орбите, находятся в плоскости орбиты. Только электрические силы взаимодействия электрона с ядром (F_E) направлены под углом к ядру, а собственное магнитное поле электрона в атоме H_o и, следовательно, вектор обобщенного магнитного момента P_m направлены перпендикулярно плоскости орбиты электрона. Обобщенный механический момент орбиты электрона L, направлен перпендикулярно плоскости контура орбиты с током электрона. Он обусловлен орбитальным механическим моментом движущегося электрона $L_{орб}$, вектор которого лежит в плоскости орбиты, но имеет и составляющую силу L перпендикулярную плоскости орбиты.

Механический момент силы L вращающегося по орбите электрона, направленный перпендикулярно площади орбиты, появляется только при вращении его в нецентральном для орбиты поле взаимодействия. В сложных атомах (количество электронов два и более) движение всех электронов по своим орбитам происходит в нецентральном для них электрическом поле ядра. Это «нецентральное» относительно ядра вращательное движение электронов возникает в атомах, в частности, у спаренных протодьяконовских электронов, отталкивающихся друг от друга, в силу одинаковости их зарядов, что наглядно можно показать на примере двухэлектронного атома гелия, рис. 26.

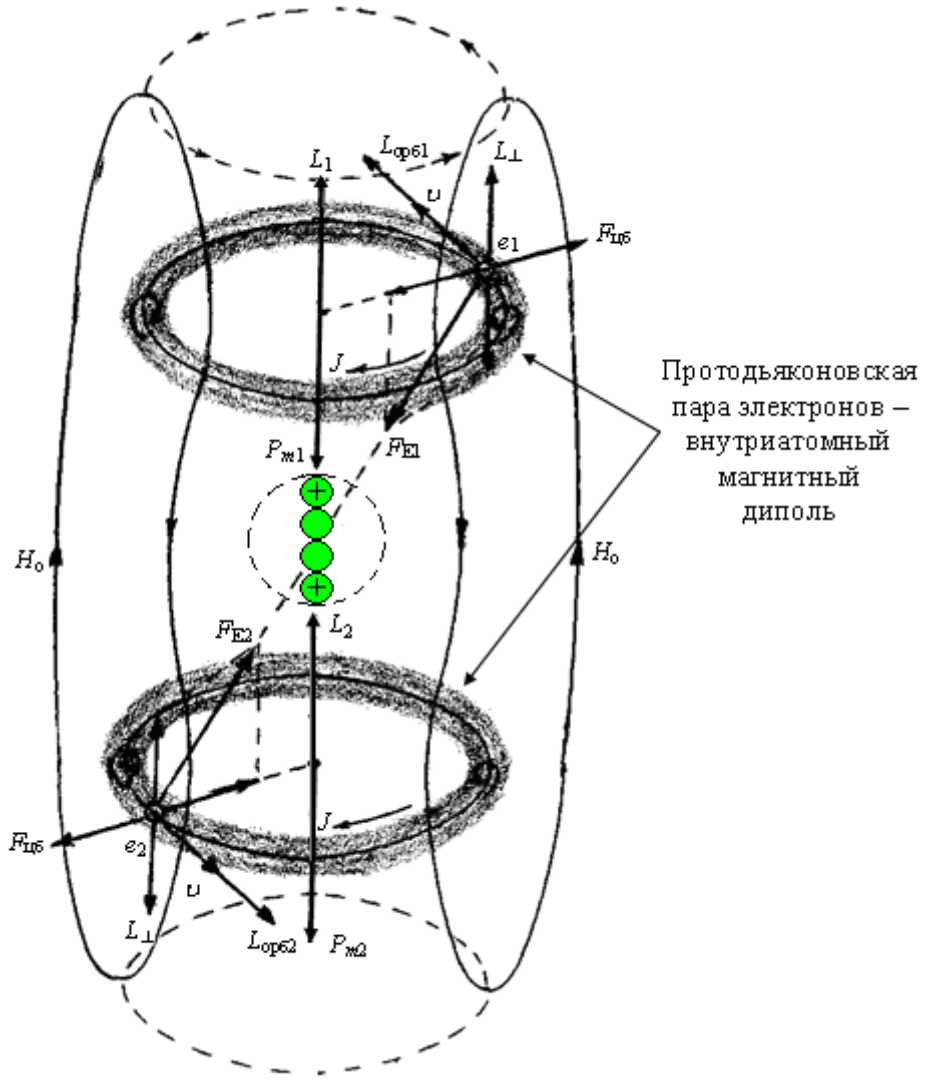


Рис. 26. Электромагнитная модель атома гелия:

H_o – напряженность магнитной силовой линии; $F_{цб}$ – центробежная сила;

$L_\perp$ – перпендикулярный момент механической силы;

$L_{орб}$ – орбитальный момент механической силы вращательного движения электрона; F_E – электрическая сила направленная к ядру;

P_m – магнитный момент

Исходя из принятой нами модели атома и согласно с рис. 25, можно считать, что механические моменты сил, возникающие у электронов, движущихся по своим орбитам, уравновешиваются

электрической силой взаимодействия электрона с ядром атома. Источниками магнитных силовых моментов у электронов являются орбитальные и спиновые токи. Спиновое движение электрона в атоме – это, очевидно, не только вращение его вокруг своего центра массы (что противоречит некоторым научным представлениям [123]), но и спиралеобразное движение вдоль его орбиты. Это движение, кроме поступательного, имеет две степени свободы кругового движения, например, слева направо или справа налево. Поэтому магнитное спиновое число n=±1/2. Из физической теории атома известно, что спиновый механический момент электрона в квантовых единицах измерения равен [30], [33]

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

а спиновый магнитный момент

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

Значение $P_{m\ \text{спин}}$ мало́, и поэтому внешнее магнитное поле H легко может изменять его знак, т. е. направление спина, и, следовательно, создаваемого спиновым движением электрона магнитного поля $H_{\text{о}}$. Этим объясняется, например, хорошая перемагничиваемость ферромагнетиков в переменном магнитном поле H. Если у спаренных протодьяконовских электронов внешнего внутриатомного уровня разные по знаку спины, то

такое вещество, в обычных условиях температур и внешних магнитных полей, немагнитно, так как противоположно направленные магнитные поля электронов $H_{\text{о}}$ компенсируют друг друга и поэтому не реагируют на внешнее поле H.

Достаточно обоснованным 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 [47]

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

где приращение $\Delta\omega$ и H направлены против угловой скорости вращения по орбите и от собственного поля $H_{\text{о}}$.

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

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

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

3. При условии, когда $\Delta P_{m\ орб} > P_{m\ спин} = P_{m\ орб}$, в теле происходит смена положительного знака магнитного спинового числа наиболее 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 $\Delta P_{m\ орб} >> P_{m\ спин} = P_{m\ орб}$, то получается сверхдиамагнетик.

4.5. Основы магнитостатической теории сверхдиамагнетизма

Так как сверхмагнетизм имеет не электродинамическую природу и «сверхпроводимости» электронов, в общепринятом понимании, в проводниках не существует, то, следовательно, в теории сверхмагнетизма не должно быть электродинамики. Электродинамика здесь имеет отношение только к моменту возникновения магнитного поля при запуске (включении) электрического тока по проводнику, то есть при появлении у проводника постоянного электромагнитного поля. Переход веществ в сверхмаг-

нитное состояние происходит и без воздействия постоянным электрическим током. Для получения сверхнамагниченности при закритических температурах необходимо только воздействие постоянным магнитным полем: самостоятельным или в составе электромагнитного поля постоянного электрического тока. Поэтому теория сверхмагнитного состояния, создаваемая взамен теории «сверхпроводимости», должна состоять только 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 (сверхмагнетизм). 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.

Магнитные свойства различных тел при естественных температурах имеют различные величины и направленности (знаки) коэффициентов магнитной или диамагнитной восприимчивости (намагничиваемости) χ. В табл. 5 приведены значения и знаки показателей намагничиваемости χ некоторых веществ [6.С.557].

Таблица 5

Магнитная восприимчивость веществ

Диамагнетики	$\chi_д$	Парамагнетики	$\chi_п$	Ферромагнетики	$\chi_ф$
Медь	$-0{,}9\cdot10^{-5}$	Платина	$26\cdot10^{-5}$	Железо свыше	1000
Висмут	$-18\cdot10^{-5}$	Жидкий O_2	$360\cdot10^{-5}$	Никель свыше	240
Алмаз	$-2\cdot10^{-5}$	Fe_2O_3	$140\cdot10^{-5}$	Кобальт свышк	150
Германий	$-0{,}8\cdot10^{-5}$	$FeCl_2$	$360\cdot10^{-5}$		
Кремний	$-0{,}3\cdot10^{-5}$	CoO	$580\cdot10^{-5}$		
Селен	$-1{,}7\cdot10^{-5}$	$NiSO_4$	$120\cdot10^{-5}$		

В табл. 5 обращают на себя внимание слишком большие значения χ для ферромагнетиков и слишком малые значения χ для парамагнетиков и слабых диамагнетиков. Железо практически не намагничивается в 1000 и более раз сильнее намагничивающего поля *H*. На основе анализа графиков (кривых) намагничивания ферромагнетиков и петель их магнитного гистерезиса, а также по другим опытным данным, можно утверждать, что магнитная восприимчивость, а точнее говоря намагничиваемость ферромагнетиков $\chi_ф$ до максимального насыщения, составляет в среднем величину от 1,2 до 1,5.

С другой стороны, замерить величину в 10^{-5}, то есть в 1/100000 и менее, очень трудно. Ошибка при таких измерениях может быть многократно больше измеряемой величины. Следовательно, численные значения табл. 5 вызывают сомнение. Однако, данные табл. 5, возможно, достаточно удовлетворительно характеризуют *классификацию* магнетиков. Следует также отме-

тить здесь то, что данные о величинах χ из разных источников намного отличаются, а это плохо характеризует теорию магнетизма.

Ферромагнетизм – способность железа (ferrum), кобальта, никеля, гадолиния и их сплавов, сильно намагничиваться даже в относительно слабых электромагнитных и магнитных полях. Иногда такие вещества, называемые ферромагнетиками, «самонамагничиваются» под действием магнитного поля Земли. Видимо поэтому считается, что у ферромагнетиков показатели магнитной проницаемости μ и магнитной восприимчивости χ достигают подозрительно больших величин порядка $10^3 \div 10^4$ [66.С.127].

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) $M_{\text{п}}$ парамагнетиков (в том числе и ферромагнетиков) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля H по известному закону

$$M = \chi \cdot H \text{ или } \chi = \frac{M}{H},$$

где χ – магнитная восприимчивость (намагничиваемость) вещества.

Считается, что у парамагнетиков χ мала и имеет значения 10^{-5}–10^{-6}.

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

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

Диамагнетизм у многих веществ существует как бы самостоятельно, независимо от других форм (или видов) магнетизма. Так, например, установлено, что изначально диамагнетиками являются висмут, ртуть, фосфор, сера, золото, серебро, медь, гелий, вода и подавляющее большинство органических соединений [30]. С другой стороны, из теории диамагнетизма следует, что есть вещества, у которых преобладает свойство ферро- и парамагнетизма, но в действительности в телах всегда сосуществует диамагнетизм с ферро- или парамагнетизмом. Следовательно, можно рассматривать диамагнетизм и сверхдиамагнетизм как общее свойство, противоположное по форме проявления свойству ферро- и парамагнетизму, т. е. как антиподы. Это согласуется с фактом переходов ферромагнетиков и парамагнетиков в

сверхдиамагнетики и обратно при изменении очень низких температур вблизи соответствующих критических точек.

Вероятно возможно следующее объяснение диамагнетизма.

Первым диамагнетиком является атом гелия. Оба электрона атома гелия вращаются по своим орбитам в разные стороны с одинаковой скоростью и по идентичным орбитам, но в противоположных направлениях. В этом случае их орбитальные магнитные моменты равны по величине, но противоположны по направлению и суммарный магнитный момент атома $P_m = P_m^{(1)} + P_m^{(2)}$ равен нулю. При этом спины пары электронов имеют разные направленности и знаки, т.к. элеткроны вращаются вокруг своего центра масс в разные стороны, поэтому сумма их спинов также равна нулю, т.е. $+\frac{1}{2}+\left(-\frac{1}{2}\right)=0$.

При внесении вещества в магнитное поле часть электронов, магнитные моменты которых совпадают с направлением магнитного поля, изменяют направление своего движения по орбите и спин. В результате этого $P_m \neq 0$ и сумма спинов не равна нулю, поэтому сопряженные электроны вещества становятся микромагнетиками (магнитонами).

Если большинство протодьяконовских пар электронов приобретает магнитный момент в $2P_m^{(1,2)}$ и противоположно направленный относительно поля H, то это диамагнетик. В таком случае спины пары электронов равны –1. В противоположном случае, когда направления вращения пары электронов по своим ор-

битам совпадают и их магнитные моменты оказываются совпадающими по направлению с H, то имеем пара- или ферромагнетик. При этом сумма $P_m^{(1,2)} > 0$, а сумма спинов равна +1.

Кстати, следует особо отметить, что часто диамагнитную восприимчивость, как противоположно направленную по отношению к внешнему полю H обозначают знаком «минус». Однако это не значит, что $\chi < 0$. Объективно, магнитной восприимчивости равной нулю или меньше нуля не может быть. Цифры $\chi \leq 0$ означают, что у тела нет магнитной восприимчивости. Однако известно, что все тела воспринимают влияние внешнего магнитного поля и поэтому χ всегда больше нуля, но может быть меньше 1 (единицы), то есть $\chi \geq 1$. Но, к сожалению, в ряде литературных источников утверждается, что «диамагнетиками называются вещества, у которых величина χ отрицательна: $\chi < 0$» [6.С.126] или написано так: «Для парамагнитных тел $\chi_{парамагн.} > 0$, а для диамагнитных тел $\chi_{диамагн.} < 0$» [47.С.294]. Это ошибочные утверждения, что χ может быть меньше нуля. Величины меньше чем нисколько не бывает. Знак минус у χ не является математическим. Он указывает только на то, что намагничиваемость (магнитная восприимчивость поля H) диамагнетиков имеет противоположную полю H направленность в отличие от направления намагничиваемости пара- и ферромагнетиков.

Применительно к ферромагнетикам в учебнике [47] утверждается: «… Коэффициенты пропорциональности χ и μ у фер-

ромагнетиков имеют очень большие значения и достигают десятков тысяч» [47.С.295]. Аналогичные суждения есть во многих других книгах. Однако общепринято, что $\mu = 1 + \chi$. Но так как коэффициент намагничиваемости χ по абсолютному значению всегда больше ноля (ноль не может быть коэффициентом соотношения величин), то есть если $|\chi| > 0$, то μ всегда больше 1, но реально не в 5000 раз больше у железа, и не в 100000 раз больше единицы у пермаллоя [124.С.308]. Такие завышенные значения μ и χ вероятно обусловлены тем, что «определение μ для ферромагнетиков выходит за рамки элементарной физики» [124.Примечание.С.304] и поэтому оказывается ошибочным.

Рассматривая общеизвестные кривые (графики) намагничивания и петли магнитного гистерезиса, находим, что даже в случае полного магнитного насыщения ферромагнетиков, их магнитное поле индукции B и намагничиваемость M не на много превышает действующее внешнее магнитное поле H.

Если бы в действительности индуцируемое в ферромагнитном теле поле B или $M_ф$ превышало индуцирующее поле H в 1000 или в 100000 раз, то мы имели бы во столько же раз более сильные супермагниты, чем имеющиеся в настоящее время ферромагниты и соответствующие магнитопроводы. Это дало бы соответствующий энергетический эффект. Но этого эффекта пока нет и не предвидится. Вся надежда на возможное использование явления низкотемпературного сверхдиамагнетизма.

Сверхдиамагнетизм – это сверхмагнетизм, который по сво-

ей сути является специфическим более сильным диамагнетизмом. Наводимое в теле сверхдиамагнитное поле так же, как и у обычного диамагнетика, направлено против действия внешнего намагничивающегося магнитного поля H. В теории и на практике действует известный закон, что намагниченность (наведенное магнитное поле) M, оцениваемая магнитным моментом P_m, линейно зависит от намагничивающегося поля H:

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

где m – масса магнетика [47].

Опытами Мейсснера, Оксенфельда и других, а также экспериментами по левитации, установлено, что диамагнитное поле «сверхпроводника», а по существу сверхдиамагнетика $M_с$, существенно, то есть в 2-3 раза, больше намагничивающего поля, создаваемого с помощью ферромагнетика. Следовательно: $M_с > M_ф >> M_п \geq M_д$.

Факт более облегченного намагничивания веществ, при температурах меньше $T_{кр}$, приводит к тому, что от наведенного в теле ферро- или парамагнитного поля H' и продолжающего действовать поля H, т. е. от суммарного намагничивающегося поля $H'' = H + H'$, при переходе вещества (при $T<T_{кр}$) к сверхнамагничиваемости с большей диамагнитной восприимчивостью $\chi_с$ происходит сверхнамагничивание до насыщения и его сверхдиамагнитное поле $H_с$ становится намного больше H' и H. При этом намагниченность тела $M_с$ возрастает пропорционально массе

сверхмагнетика, выраженной в граммах, умноженной на единичное (удельное) значение H_c грамм-молекулы вещества. Следовательно, сверхнамагниченность тела $M_{ст}$ можно записать в виде

$$M_{ст} = \chi_c H m,$$

где χ_c – сверхдиамагнитная восприимчивость;

H – удельное значение намагничивающего поля;

m – масса сверхдиамагнетика.

Важным показателем веществ и, в частности, любого диамагнетика является их относительная магнитная проницаемость μ. Этот показатель характеризует, в какой мере магнитная индукция B в веществе больше магнитной индукции B_0 внешнего возбуждающего магнитного поля, 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 ненамного, 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.

Можно допустить, что в общем случае что магнитная проницаемость μ связана с магнитной восприимчивостью χ следующим соотношением:

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

где χ_m – магнитная восприимчивость (намагничиваемость) данного вещества.

При естественных температурах у обычных диамагнетиков и парамагнетиков значение μ близко к 1, а у ферромагнетиков μ больше 1, так как значения χ_m больше 1. Поэтому тот факт, что в диамагнетике индуцируется магнитное поле, направленное противоположно внешнему (возбуждающему) полю, не означает, как это часто утверждается в литературе, что величина магнитной восприимчивости χ_m должна иметь отрицательные (мнимые) значения, т. е. быть меньше нуля. Наоборот, χ и μ имеют действительные значения положительных чисел, т. е. $\chi>0$, а $\mu\geq1$. Следовательно, вышеприведенная формула соотношения μ и χ_m действительна для любых магнетиков, в том числе для диамагнетиков и для сверхдиамагнетиков.

Однако отметим здесь, что понятия о μ и χ по существу сов-

падают и поэтому мало отличаются численно, необходимо более четко и конкретнее определить что характеризует μ, а что χ.

Рассматривая влияние внешнего магнитного поля на магнетизм атомов вещества, следует учитывать, что изначально электроны, вращаясь по своим кольцевым орбитам, имеют собственный магнитный момент $P_{m\ орб}$ (см. рис. 11 и 12), выраженный в гауссовых единицах (Гс·см^2):

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

где e – заряд электрона; υ – линейная скорость электрона; r – радиус орбиты; ω – угловая скорость орбитального вращения электрона (ω≈1015 об/с); c – скорость света.

При этом электрон на орбите обладает механическим моментом $L_{орб} = mr^2\frac{\upsilon}{r} = m\upsilon r$.

У электронов разных кольцевых орбит υ и r различны, и, следовательно, $P_{m\ орб}$ и $L_{орб}$ тоже разные. Однако отношение $P_{m\ орб}$ к $L_{орб}$ 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

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

Теперь, если на вещество (магнетик) воздействовать однородным магнитным полем H, то по мере его увеличения внутри тела напряженность H' возрастает от $H' = 0$ до H'. При этом в контуре орбиты электрона возникает магнитная индукция B, создающая дополнительный магнитный момент ΔP_m, направленный против внешнего магнитного поля H, и вращательный механический момент

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

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 [47]

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

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

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

Известно, что электрон обладает, кроме орбитальных маг-

нитного и механического (вращательного по орбите) моментов, а также аналогичных дополнительных орбитальных моментов во внешнем магнитном поле, еще и спиновыми магнитными и механическими моментами от вращения вокруг собственной оси или внутри орбитального пространства (тороида), см. рис. 12.

Следовательно, электроны атома без воздействия на них внешнего магнитного поля H обладают (в векторном выражении) суммарным моментом магнитных сил

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

и суммарным моментом механических сил

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

Магнитные и механические моменты сил электрона в нормальном состоянии атомов уравновешивают друг друга, обеспечивая стабильность орбит электронов.

В случае действия внешнего магнитного поля H появляются $\Delta P_{m\,\text{орб}}$ и $\Delta P_{m\,\text{спин}}$, тогда

$$\overline{P}_{m\Sigma} = (\overline{P}_{m\ \text{орб}} + \Delta\overline{P}_{m\ \text{орб}}) + (\overline{P}_{m\ \text{спин}} + \Delta\overline{P}_{m\ \text{спин}}) =$$

$$= \overline{P}_{m} + \Delta\overline{P}_{m\ \text{орб}} + \Delta\overline{P}_{m\ \text{спин}}.$$

В результате магнитное поле одного электрона равно

$$\overline{H}_{\Sigma} = \overline{H}_{\text{орб}} + \Delta\overline{H}_{\text{орб}} + \overline{H}_{\text{спин}} + \Delta\overline{H}_{\text{спин}}.$$

После устранения внешнего поля H (H=0) у магнетика еще

некоторое время, зависящее от температуры тела, сохраняется остаточная намагниченность

$$\overline{M}_{\text{ост}} = \overline{H}_m + \Delta\overline{H}_{\text{орб}} + \Delta\overline{H}_{\text{спин}}.$$

На устранение остаточной намагниченности требуется определенная коэрцитивная сила, т. е. магнитное поле противоположного направления. Так появляется петля гистерезиса при перемагничивании.

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

$$\overline{L}_\Sigma = (\overline{L}_{\text{орб}} + \Delta\overline{L}_{\text{орб}}) + (\overline{L}_{\text{спин}} + \Delta\overline{L}_{\text{спин}}),$$

или

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

С целью выяснения вклада в магнитные свойства орбитального и спинового движений электрона необходимо сопоставить соотношения соответствующих магнитных и механических моментов электронов. Как уже указывалось,

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

Теоретические исследования и экспериментальные сведения показали, что спиновый 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

$P_{m\ \text{спин}} = P_{m\ \text{орб}} = \dfrac{eh}{4\pi mc}$ (h – постоянная Планка).

Отношение

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

что 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 имеет 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 $H_{\text{вн}}$.

Так как $\bar{L}_{\Sigma} \neq \bar{L}$, то $\Delta\bar{L}_{\Sigma} = \Delta\bar{L}_{\text{орб}} + \Delta\bar{L}_{\text{спин}}$, 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 намагниченность $M_{\text{а}}$, 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 происхо-

дит у парамагнетиков и диамагнетиков при естественных (природных) температурах. В ферромагнетиках некоторая часть остаточного магнитного поля стабилизируется – сохраняется достаточно долго.

По предельной петле гистерезиса при перемагничивании определяют значения остаточной магнитной индукции B и коэрционной силы $H_к$, характеризующие важнейшие свойства магнитного материала. По критериальной (критической) величине коэрцитивной силы магнитные материалы подразделяют на магнитно-мягкие ($H_к$<4 кА/м) и магнитно-твердые ($H_к$>4 кА/м). Отличительной особенностью магнитно-твердых материалов является стабильная остаточная намагниченность после снятия внешнего магнитного поля. Так получают постоянные магниты. В этом просматривается естественная аналогия с появлением и сохранением стабильной остаточной намагниченности «сверхпроводников». Не случайно поэтому Я. И. Френкель при анализе опыта Оннеса с разрезанием «сверхпроводящего» кольца писал, что «отклонение магнитной стрелки… при перерезке кольца нисколько не изменилось – так как если бы кольцо представляло собой не проводник с током, а магнит» [111. С. 5]. Мимолетная догадка Я. И. Френкеля об аналогии «сверхпроводника» с обычным магнитом оказалось абсолютно правильной. Сходств здесь действительно достаточно много. Нам остается только объяснить отличия в физической природе устойчивости сверхдиамагнитного состояния от эффекта постоянного магнита из магнитно-

твердых материалов.

4.6. О смешанной (переходной) фазе сверхдиамагнетизма

Рассмотрим кратко природу так называемых «сверхпроводников II рода», а в нашем понимании смешанных сверхмагнетиков, или сверхмагнетиков II рода, т. е. сверхдиамагнетиков переходного, промежуточного состояния, включающего в себя элементы устойчивой сверхдиамагнетичности и обычной нестабильной намагниченности, постепенно разрушающейся при температурах немного ниже критической температуры начала перехода вещества от нормального состояния к сверхмагнитному.

Известно ведь, что, непрерывно пропуская по «сверхпроводнику» обычный электрический ток, в нем появляется так называемый ток «сверхпроводимости», и в то же время продолжает течь тот же ток проводимости с присущим ему при соответствующей температуре сопротивлением. Этот ток проводимости, или транспортный ток, не уменьшается и не исчезает – не превращается в ток «сверхпроводимости», а только как будто бы вызывает, индуцирует его (дополнительно?). Но это же не так. Транспортный электрический ток, т. е. постоянный ток обычной проводимости, не может порождать другой, по сути, ток с большей интенсивностью. Он может только намагничивать, созда-

вать устойчивую сверхнамагниченность своего проводника. Этот же эффект сверхнамагничивания происходит в веществе и под влиянием внешнего магнитного поля.

Из классической теории магнетизма следует, что при намагничивании ферромагнетиков и парамагнетиков в них индуцируется некоторая часть диамагнитности, которая в этих веществах намного меньше изначально присущего им ферро- и парамагнетизма. Только очень большое внешнее магнитное поле вызывает преобладание диамагнетизма, который, в принципе, свойственен любому веществу. Поэтому сверхмагнетизм возможен у любых тел, но при соответствующих температурных и других условиях.

Обращаясь к истокам сверхпроводимости, В. Л. Гинзбург писал: «Исследование сопротивления при “гелиевых температурах” привело Оннеса (в 1911 г.) к открытию сверхпроводимости. Измеряя сопротивление чистой ртути, он обнаружил, что при 4,12 К (по нашим теперешним сведениям) сопротивление почти мгновенно исчезает, т. е. его температурная зависимость имеет вид, схематически изображенный на рис. 27.

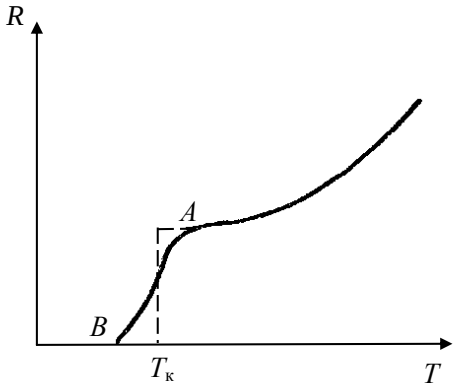


Рис. 27. Изменение сопротивления при возникновении сверхпроводимости

Детали переходной кривой, т. е. кривой, расположенной между точками A (начало крутого падения R) и B (где R близко к нулю), зависит от состояния металла, в первую очередь от его чистоты. Для очень чистых металлов переходная область крайне мала (на опыте не более 1/1500°) и наступление сверхпроводимости может считаться резким (пунктирная линия на рис. 26). При этом температура перехода, называемая также критической температурой $T_к$, имеет вполне определенное значение. Если же переходная область относительно широка, то под $T_к$ либо понимают температуру, при которой сопротивление равно половине сопротивления в точке A, либо указывают две температуры, соответствующие точкам A и B. Переходная кривая сильно зависит также от силы тока, текущего по образцу… Поэтому под $T_к$ нужно понимать значение критической температуры, экстраполированное к току, равному нулю» [29. С. 10–11].

В работе [111] показано, что в «идеальных» условиях переход к сверхпроводимости можно считать скачкообразным, а наблюдаемый температурный интервал перехода вызывается в первую очередь неоднородностью распределения примесей в сверхпроводнике. На рис. 28 приведены результаты соответствующих измерений [111. С. 12].

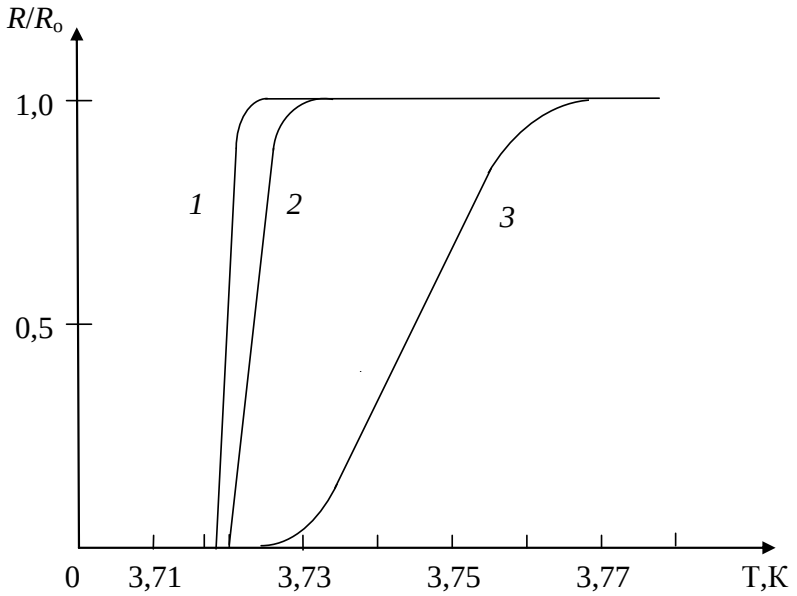


Рис. 28. Влияние качества образца на резкость перехода олова в сверхпроводящее состояние:

1 – монокристалл чистого олова; *2* – поликристаллический образец чистого олова; *3* – поликристаллический образец менее чистого олова [111]

Приведем для убедительности еще некоторые данные. Типичные зависимости магнитной индукции B от внешнего магнитного поля H для «сверхпроводников» первого и второго рода показаны на рис. 29 [46. С. 55].

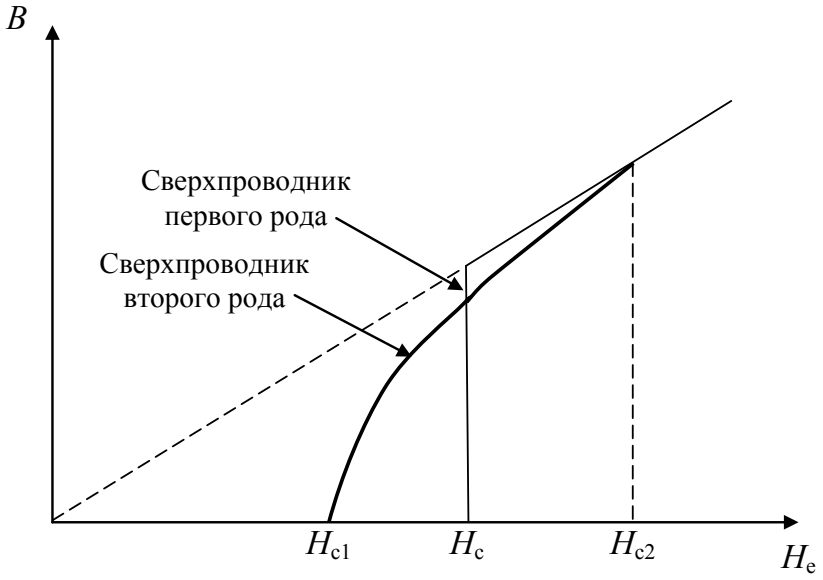


Рис. 29. Зависимость индукции B от величины приложенного поля H_e для сверхпроводников первого и второго рода в форме длинного цилиндра

Впервые существование переходной области в интервале температур T_{c1}–T_{c2} достаточно убедительно продемонстрировал Л. В. Шубников в 1937 г. Поэтому переходную область температур иногда называют фазой Шубникова, но чаще – смешанным состоянием «сверхпроводника», а по-нашему, это область смешанного магнетизма.

Итак, перефразировав вышеприведенные сведения, можно утверждать, что переход в сверхмагнитное состояние происходит при постоянной температуре $T_{кр}$ (например, это у абсолютно чистых металлов) или в интервале температур, начиная с $T_н$ и до температуры конца $T_к$ этого намагничивания. Заметный температурный интервал $T_н \div T_к$ наблюдается у металлов с примесями, у сплавов и у молекулярных веществ. Это свидетельствует о том, что переход в сверхдиамагнитное состояние у разных элементов

вещества (у разных химических элементов) в сложном теле происходит при разных температурах. Поэтому общий ход намагничивания растягивается на $\Delta T_{кр} = T_{н} - T_{кр}$. Это похоже на процесс кристаллизации и плавления в первом случае однородного (чистого) вещества при постоянной температуре, а во втором – когда имеем дело с кристаллизацией и плавлением сплавов, называемых твердыми растворами (например, сплав Cu – Ni). Возможно, что взаимное влияние различных элементов на температуру начала и конца перехода может существенно увеличивать их подобно тому, как при сплавлении двух непрочных металлов получается намного более прочный сплав, если это, конечно, твердый раствор. Вероятно, на таком же методическом пути можно будет создать наиболее высокотемпературные сверхдиамагнетики. В этом отношении можно привести примеры того, что некоторые химические соединения из элементов двух низкотемпературных сверхмагнетиков имеют критическую температуру $T_{кр}$ больше, чем у элемента с наибольшей критической температурой перехода к сверхмагнетизму, табл. 6.

Таблица 6

Критические температуры соединений и их элементов

Соединение	$T_{кр}$, °К	Элемент	$T_{кр}$, °К	Элемент	$T_{кр}$, °К
NbAl	18,0	Nb	9,3	Al	1,19
Nb_2Al	18,7	Nb	9,3	Al	1,19
NbZr	9,8	Nb	9,3	Zr	0,55
NbTi	10,0	Nb	9,3	Ti	2,39
NbSn	18,1	Nb	9,3	Sn	3,72
V_3Ga	14,5	V	5,46	Ga	1,09
$JnLa_3$	10,4	Jn	3,37	La	4,88
$ZrRe_2$	6,8	Zr	0,7	Re	0,9
ZrV_2	8,8	Zr	0,7	V	4,3
$ZrNb_6$	10,8	Zr	0,7	Nb	9,3

Среди химических соединений из двух разноименных элементов можно найти и противоположную зависимость критических температур соединений $T_{кр}$ от их составных элементов. Поэтому следует предположить, что увеличение или уменьшение по существу усредненного (инструментального) значения $T_{кр}$ химического соединения зависит от видов магнетизма, от их сочетаний, от знаков и величин магнитной восприимчивости атомов соединенных элементов.

Сплавы и химические соединения, которые, к сожалению, ошибочно называются «сверхпроводниками второго рода», а не сверхмагнетиками, возможно, что второго рода, отличаются от

чистых металлов (сверхмагнетиков первого рода) не только температурным ($\Delta T_{кр}$) и магнитным ($\Delta H_{кр}$) интервалами перехода в сверхмагнитное состояние, но и закономерностью изменений своих магнитных свойств под воздействием изменяющегося внешнего магнитного поля.

Процесс сверхнамагничивания при повышении напряженности внешнего магнитного поля идет пропорционально этому полю вплоть до насыщения внутреннего индуцированного магнитного поля. Дальнейшее, уже чрезмерное, увеличение внешнего поля ($H>H_{кр}$) и внутренней магнитной индукции ($B>B_{кр}$) приводит к разбалансированию, к постепенному разрушению упорядоченной магнитной структуры вещества, и сверхнамагниченность ($M_с$) теряет стабильность, появляется обычная нестабильная и уменьшающаяся намагниченность M. Так $M_с$ постепенно переходит в M и исчезает. Это промежуточное, переходное состояние, когда образец обладает $M_с$ и M одновременно, можно называть состоянием сверхмагнетизма второго рода. Но следует иметь в виду, что такое переходное состояние свойственно всем сверхнамагничивающимся веществам.

Далее, если после чрезмерного увеличения H и исчезновения M начать уменьшать внешнее магнитное поле H, то намагниченность образца появляется, возрастает, вновь достигает насыщения до значений $M_с$ и потом сохраняется таковой при дальнейшем уменьшении H с $H_{кр}$ до H=0.

Процесс сверхнамагничивания и размагничивания тел при

значительном изменении внешнего магнитного поля или электрического тока является обратимым, и в нем непременно есть переходный период смешанного состояния, когда в теле присутствует M_c и M в изменяющихся пропорциях. Отличия здесь состоят только в том, что у чистых металлов промежуточный период (переход) очень мал, а у сплавов и у иных неоднородных материалов величина этого переходного периода достаточно велика.

Причинами существования этих переходных периодов являются следующие. Во-первых, действие внешнего магнитного поля не мгновенно и не равномерно распространяется по всему объему тела. Это есть влияние размера (масштабного фактора). Второй, наиболее значимой причиной является неоднородность атомной, кристаллической, зеренной или молекулярной структуры материала сверхмагнитного тела. Различная пространственная ориентация кристаллов зерен даже чистого металла требует разной интенсивности (разной напряженности, энергии, силы) для нужной прецессии протодьяконовских пар электронов по полю H. Поэтому у металлов $\Delta T_{кр}$, $\Delta H_{кр}$ и $\Delta J_{кр}$ всегда есть, но они пренебрежимо малы. У сплавов больший вклад в величины характеристик переходного периода вносит их атомная, кристаллографическая, межзеренная и химическая неоднородности, мешающие скачкообразному проникновению или исчезновению магнитного поля H в теле. При микронеоднородности сплавов их структурные элементы намагничиваются при разных значениях

H. Поэтому появляется $\Delta H_{кр}$. Аналогичное вызывает и $\Delta T_{кр}$. У молекулярных тел, состоящих из соединений различных химических элементов, их переходный, смешанный период сверхнамагничиваемости существенно увеличивается из-за того, что разные атомы начинают намагничиваться и заканчивают размагничивание при отличающейся по величине напряженности внешнего магнитного поля.

Итак, в вопросе о физической природе промежуточной фазы, о смешанном состоянии сверхмагнетиков нет ничего необычного и загадочного. Если не считать сверхмагнетизм сверхпроводимостью электрического тока, то не требуется для объяснения, в частности, смешанного состояния сверхмагнетиков предположения о существовании в них флюксоидов, «образующих в теле сверхпроводника своеобразную решетку вихревых нитей», которые обладают нормальной проводимостью и «обуславливают появление в сверхпроводниках второго рода потерь энергии, а следовательно, и электрического сопротивления» [16. С. 9]. Но если в стационарном сверхнамагниченном состоянии в теле нет электрического тока, то никакие вихревые электрические токи в нем не образуются и не существуют. Поэтому при изменении внешнего магнитного поля тело с остаточной (устойчивой) сверхнамагниченностью не может перейти в резистивное состояние с электросопротивлением. Более того, согласно теории нобелевского лауреата А. А. Абрикосова, чтобы «помешать вихрям двигаться, закрепив их на месте», необходимо создать в материале

крупные неоднородности, дефекты, к которым абрикосовские вихревые нити якобы прикрепляются, не движутся, и поэтому у них нет сопротивления. Чем больше дефектов, тем большее число нитей Абрикосова закреплено в сверхпроводнике второго рода, тем меньше его электросопротивление. Это придуманное закрепление вихревых линий электричества на крупных дефектах внутри сверхпроводника II рода вряд ли помогает раскрытию и пониманию физической природы рассматриваемого нами явления.

Хорошими «высокотемпературными сверхпроводниками» II рода являются материалы с плавным, постепенным переходом к «сверхпроводимости». Такими материалами являются, например, керамические диэлектрики (изоляторы электрического тока) сложного химического состава. Считается, что в керамических диэлектриках нет свободных электронов и поэтому они не электропроводны. Следовательно, у диэлектриков изначально $R=0$ из-за невозможности и отсутствия в них электрического тока. С другой стороны, допустимо, что $R\to\infty$, и тогда электричество не может распространиться по такому диэлектрику. Если исходно $R=0$ и свободных электронов нет, то и электромагнитных свойств у диэлектрика быть не может. Однако магнитные свойства, при понижении температуры до криогенной, появляются. Это появление диамагнетизма аналогично появлению магнетизма у перегретого чистого железа при понижении его температуры до 768°C (точка $\alpha\leftrightarrow\beta$ превращения II рода, точка Кюри). Известно, что это

фазовый переход II рода из немагнитного к магнитному состоянию и обратно. Переходы от немагнитного к диамагнитному и от магнитного к диамагнитному состоянию надо считать фазовым переходом III рода, а критическую температуру $T_{кр}$ правильнее называть температурой («точкой») Кюри фазового перехода вещества к сверхдиамагнетизму.

Для фазового перехода III рода, т. е. для перехода вещества, например, от диэлектрического и немагнитного состояния к сверхдиамагнитному, а не к сверхпроводимости, не требуется, во-первых, «высвобождения электронов» и образования в диэлектриках «электронного газа» и, во-вторых, нет необходимости «свободным электронам объединяться в пары для их необъяснимого движения внутри тела без сопротивления с его стороны».

Если же считать, что у «сверхпроводникового диэлектрика электросопротивление обычно очень большое ($R \to \infty$),то для снижения R до нуля необходимо разрушить имеющееся взаимодействие атомов для высвобождения бесчисленного количества электронов, способных обеспечить невероятно большой электрический ток, но этого не происходит, так как микроструктура вещества не изменяется при переходе к сверхдиамагнитному («сверхпроводящему») состоянию. Следовательно, остается признать не электрическую, а магнитную природу явления так называемой «сверхпроводимости» I и II рода.

Кстати, автор не нашел в литературе описаний простых экспериментов, когда при последовательном соединении в электриче-

ской цепи керамического диэлектрика и обычной лампы накаливания после охлаждения и перехода диэлектрика в «сверхпроводящее» состояние загоралась бы электрическая лампочка. Если этого не происходит, а магнитное поле диэлектрика фиксируется, то мы имеем дело с особым магнетизмом (в частности, со сверхдиамагнетизмом) бывшего диэлектрика и даже немагнетика в условиях нормальных температур.

4.7. Задача создания материалов с большой сверхдианамагничиваемостью при естественных и повышенных температурах

Многие ученые говорят и пишут, что есть проблема получения материалов со сверхпроводимостью при комнатных температурах, то есть комнатнотемпературных сверхпроводников (КТС). Однако, объективно проблемы в такой формулировке нет, так как нет сверхпроводимости электрического тока, а есть неотложная задача производства стабильных сверхдиамагнетиков в условиях широкого диапазона температур: от низких климатических до средних технических температур. Решение этой задачи представляется, с позиций вышеизложенного в данной книге, вполне реальным уже в ближайшие годы. Направление исследований и разработок таких материалов предопределено открытием сверхдиамагнетиков или сверхантиферромагнетиков (по-старому

«сверхпроводников 2-ого рода»). Наиболее перспективными сверхдиамагнетиками при температурах в диапазоне, например, – 50 ÷ +300°С, могут быть максимально сильные изоляторы – “идеальные” диэлектрики с показателем диэлектрической проницаемости ε более 100000 условных единиц. Думается, что очевидными представителями таких сверхдиамагнетиков являются, так называемые, *сегнетоэлектрики*, у которых свойства в диапазоне температур от –25 до +25°С, схожи со свойствами «сверхпроводников», то есть сверхдиамагнетиков.

Диэлектрики (изоляторы) это тела, которые не проводят электрического тока. Следовательно, в них нет свободных зарядов, способных переносить при своем движении энергию электрического поля. В диэлектриках нет свободных электронов, поэтому в них не может быть положительно и отрицательно заряженных ионов. Электрические заряды в диэлектриках связаны с атомами и находятся в их структуре. Диэлектрик электрически нейтрален, так как «суммарные величины всех положительных и отрицательных элементарных зарядов равны друг другу и их электрическое поле… взаимно компенсируется». Подсчитано, что «напряженность электрического поля внутри атома… имеет огромную величину порядка $1{,}5 \cdot 10^{11}$ в/м». Это « во много раз превышает величину, максимально достигаемых на практике, микроскопических полей ($\sim 10^7$ в/м). Этим объясняется высокая устойчивость атомов и молекул во внешних электрических полях

и относительно слабое воздействие этих полей на стационарное распределение зарядов внутри атома» [47.С.29 и 64].

Однако, эти вполне приемлемые суждения авторов учебника [47] противоречат их же объяснениям противоположно направленной поляризации диэлектриков под действием внешнего “электрического поля”, когда “связанные” электрические диполи атомов или молекул, то есть фактически сами атомы и/или молекулы поворачиваются и выстраиваются параллельно действию приложенного электрического поля. Заметим, что отдельный атом не может быть *электрическим* диполем – он бывает положительно или отрицательно заряженным ионом. Положительный ион – это атом без одного или нескольких электронов. Отрицательный ион – атом с избыточным количеством (?) электронов. Атомарный *электрический* диполь – это два противоположно заряженных атома (иона) расположенных в теле на некотором расстоянии друг от друга. Примерно то же можно сказать и о молекулярном *электрическом* диполе. Но атомы и молекулы в твердом теле жестко закреплены. Их синхронный разворот при поляризации должен изменять микроструктуру тела, чего не наблюдается при поляризации диэлектриков.

В различных изложениях теории поляризации диэлектриков не всегда четко называется, о какой поляризации идет речь: об электрической или о магнитной, что не одно и то же. С точки зрения автора данной монографии и авторов других работ (например [69], [76] и др.), в диэлектриках, в том числе и в сегне-

тоэлектриках, *происходит диамагнитная* поляризация атомов, то есть магнитная поляризация, направленная против действующего на изолятор напряжения электрического тока с его магнитным полем.

Существует также мнение, что в сегнетоэлектриках, возможно, есть и электрическая и магнитная поляризации одновременно ([7], [51] и др.), что маловероятно в силу того, что сегнетоэлектрик это все-таки диэлектрик.

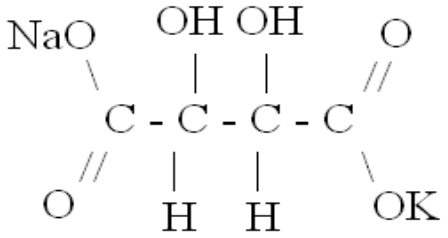
Есть еще ученые, которые считают, что в сегнетоэлектриках проявляются эффекты (свойства) только электрической природы и их поляризация есть результат определенной ориентации *электрических* диполей в теле (см. [47], [95]). Но это представление о поляризации не соответствует многим экспериментальным фактам, хотя согласуется с неадекватными понятиями “сегнетоэлектрики” “сегнетоэлектричество”.

Термины “сегнетоэлектрики” и “сегнетоэлектричество” были необоснованно введены в науку академиком И.В. Курчатовым [60]. Он, исследовав сегнетову соль на электропроводность, обнаружил у нее ряд особенных свойств, зависящих от температуры и электрического потенциала (напряжения) приложенного к образцу сегнетовой соли. Это дало ему некоторое основание назвать и другие материалы с аналогичными свойствами сегнетоэлектриками. Но в дальнейшем, когда были обнаружены многие антиэлектрические показатели свойств, термины “сегнетоэлектрик” “сегнетоэлектричество” перестали быть адекватными и в

настоящее время, в основном за рубежом, часто используются термины “ферроэлектрики” и “антиферроэлектрики” [60.От редакции.С.23]. В последние годы “сегнетоэлектрики” называют “антиферромагнетиками”, что, безусловно, более правильно [75]. В отечественной литературе иногда используется термин “сегнетоантиферромагнетики”, что тоже правильно отражает суть рассматриваемых диэлектриков, подобных сегнетовой соли [8].

Далее, на основании приведенных выше аргументов, термин “сегнетоэлектрик” и другие, связанные с ним термины, мы будем писать в кавычках, например, так: «сегнетоэлектрик», «сегнетоэлектричество» и др.

Сегнетова соль это нестабильное и хрупкое твердое тело состоящее из молекул следующего химического состава $NaKC_4H_4O_6 \cdot H_2O$. Структура этих молекул такова [60.С.473]:



Впервые свойства сегнетовой соли исследовал американский физик Д. Валашек в 1920-1930-х годах. Он измерял такие свойства сегнетовой соли как: коэффициент преломления света; коэффициент термического расширения; электропроводность, пироэлектрический эффект и др. «Наиболее существенным результатом опытов Валашека нужно считать, - писал И.В. Курча-

тов, - обнаружение им температурной зависимости диэлектрической постоянной (теперь эту характеристику ε называют диэлектрической проницаемостью – В.Ф.). Оказалось, что диэлектрическая постоянная сохраняет большое значение только между 25 и -25°С, вне этого предела величина её является нормальной, как и для всех твердых диэлектриков [60.С.388].

Величина диэлектрической постоянной сегнетовой соли различна при различных температурах. Она имеет максимальное значение около 0°С, несколько уменьшается при повышении и понижении температуры и затем быстро падает за пределами температурного интервала +25 – -20°С.

Ниже приведены численные значения диэлектрической проницаемости сегнетовой соли, полученные в опытах Д. Валашека при различных температурах:

Т, °С	-70	-50	-30	-20	-10	0	10	20	30
ε	71	85	140	386	943	1380	1100	688	423

Кроме этого Д. Валашек установил наличие у сегнетовой соли гистерезиса, причем полученные им петли аналогичны петлям гистерезиса ферромагнитных материалов. Наличие насыщения, гистерезис, резкий и температурный ход *поляризуемости* кристалла сегнетовой соли позволили Д. Валашеку выдвинуть предположение о дипольном характере явлений в сегнетовой со-

ли; более того, им предполагалась общность обнаруженных явлений и ферромагнетизма [60. С. 474]. Не случайно поэтому формулы для диамагнитной μ и диэлектрической ε проницаемостей практически совпадают:

$$\mu = 1 + \chi_{дм},$$

где $\chi_{дм}$ – диамагнитная восприимчивость или коэффициент дианамагничиваемости, а

$$\varepsilon = 1 + \chi_{дэ},$$

где $\chi_{дэ}$ – диэлектрическая восприимчивость [66.С.74], характеризующая сопротивление электрическому току.

Следовательно, ε ~ μ, так как $\chi_{дэ} \sim \chi_{дм}$. Диэлектрические показатели ε и $\chi_{дэ}$ взаимообусловлены с показателями μ и $\chi_{дм}$. Если значение ε резко возрастает, то это означает соответствующее увеличение диамагнитных характеристик, то есть характеристик сверхдианамагничиваемости M_c и χ_c.

Те критические температуры, при которых происходит резкое изменение поляризуемости и дианамагничиваемости сегнетоэлектриков, И.В. Курчатов предложил, по аналогии с ферромагнетиками, называть точками Кюри.

Академик И.В. Курчатов писал, что в «сегнетоэлектриках» возможны две точки Кюри: верхняя (при положительных температурах) и нижняя (при отрицательных температурах). При температурах больше верхней точки Кюри силы взаимодействия диполей вещества с полем не в состоянии противостоять тепловому движению атомов, разрушающему поляризацию. Поэтому вели-

чина ε не велика. При температурах меньше нижней точки Кюри в сегнетиках большинство диполей, из-за сближения атомов и недостаточной энергии магнитного поля, не могут легко разворачиваться и полностью поляризовать весь объем тела и поэтому снижаются значения диэлектрической и (или) диамагнитной проницаемости [60].

Формирование спонтанной ориентации диполей (поляризации) в сегнетовой соли при температуре верхней точки Кюри было доказано измерениями теплоемкости. Как и в ферромагнитных материалах, вблизи верхней точки Кюри сегнетовой соли должны наблюдаться аномалии тепловых свойств, что и было обнаружено в экспериментах [60. С. 488]. В этом отношении свойства «сегнетоэлектриков» аналогичны тепловым свойствам (скачку теплоемкости) сверхдиамагнетиков.

И.В. Курчатов определял диэлекрическую проницаемость ε сегнетовой соли при воздействии на нее слабым переменным электрическим потенциалом с периодом в 50 Гц. Результаты его экспериментов приведены на рис. 30.

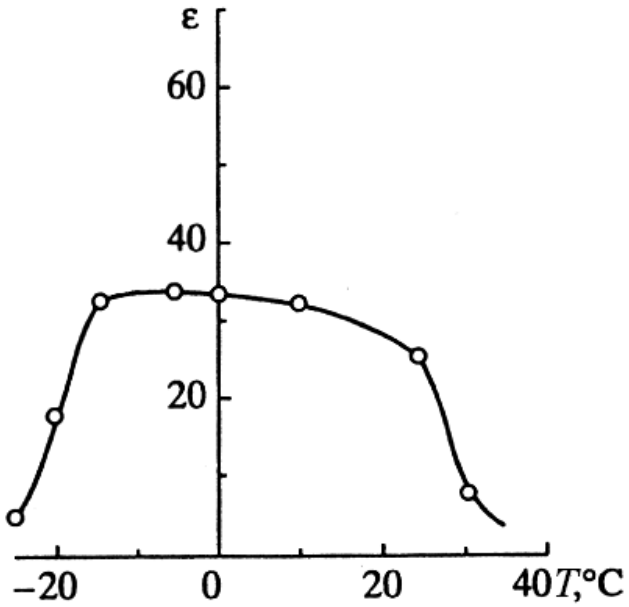


Рис. 30. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости сегнетовой соли

При повышении напряженности электрического поля со 100 до 1200 вольт значения ε изменяется мало, что видно из рис. 31 [60. С. 410].

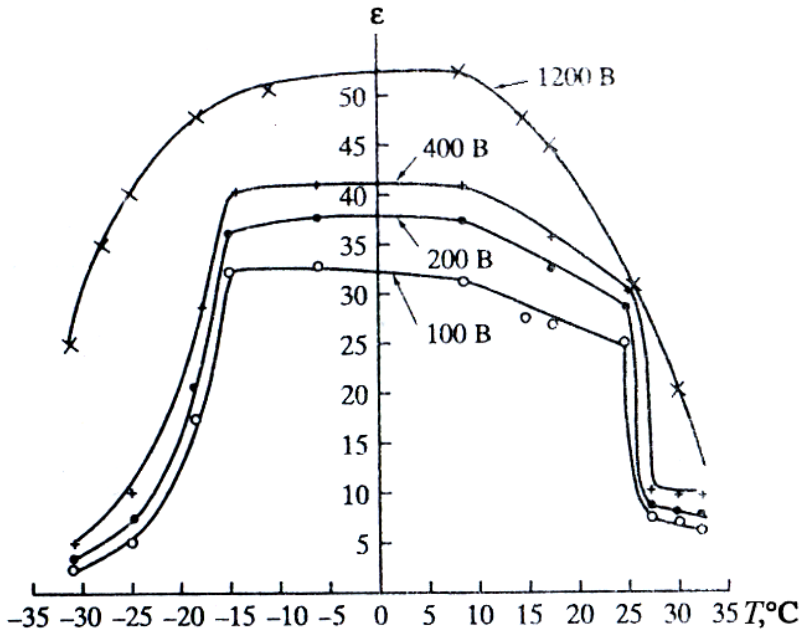


Рис. 31. Температурная зависимость ε сегнетовой соли от приложенного к ней электрического напряжения

«Поток же индукции через сегнетову соль вначале линейно растет с увеличением напряжения, достигает максимального значения и далее остается более или менее постоянным.

Приведенный экспериментальный материал делает невозможным, как было выяснено, объяснить большие значения диэлектрической постоянной и ее ход с полем явлениями высоковольтовой поляризации. Нужно поэтому искать разъяснения аномально больших значений диэлектрической постоянной сегнетовой соли в атомных процессах» [60. С. 410]. И тут же: «Увеличение потока индукции в теле вызывается: 1) смещением электронов в атомах, 2) поляризационными смещениями ионов в решетке, 3) ориентировкой молекул, имеющих дипольный момент… Температурная зависимость диэлектрической постоянной, найденная Валашеком (она подтверждается и нашими опытами), исключает возможность объяснения полученных данных поляризационными смещениями решетки. Остается привлечь для теоретической трактовки вопроса ориентационный эффект готовых диполей кристалла» [60. С. 410–411]. Такие диполи действительно есть в электронной структуре атомов, составляющих кристаллы и молекулярные структуры веществ. Это протодъяконовские пары электронов в атомах – магнитные диполи.

Одно предположительное упоминание И. В. Курчатова о том, что в «сегнетоэлектриках» могут существовать и смещаться электроны в атомах и этим создавать поляризацию вещества, увеличивая в нем поток индукции, и ещё могут быть смещения,

противоположно заряженных ионов и молекул, привело к идее о связанных с атомами и о свободных (сторонних) зарядах и о соответствующих электрических диполях в диэлектриках.

В работе [95], например, утверждается, что внутри диэлектрика есть *связанные* и *сторонние* заряды и соответствующие диполи. «Заряды, входящие в состав молекул диэлектрика, называются *связанными*. Под действием поля связанные заряды могут лишь немного смещаться из своих положений равновесия; покинуть пределы молекулы, в состав которых они входят, связанные заряды не могут. Заряды, которые, хотя и находятся в пределах диэлектрика, но не входят в состав его молекул, а так же заряды, расположенные за пределами диэлектрика, мы, следуя Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицу, будем называть *сторонними*… Принято называть такие заряды свободными. Однако такое название крайне неудачно, так как в ряде случаев сторонние заряды бывают отнюдь не свободными» [95. С. 64]. Возникает вопрос: откуда берутся в *диэлектриках* сторонние, пусть даже не всегда и не совсем свободные, но, очевидно, токопроводящие заряды? Автор учебного пособия [95] не дает ответа на этот естественный вопрос, но утверждает, что «поле в диэлектрике является суперпозицией поля $E_{\text{стор}}$ создаваемого сторонними зарядами, и поля $E_{\text{связ}}$ связанных зарядов. Результирующее поле называется м и к р о с к о п и ч е с к и м (или истинным):

$$E_{\text{микро}} = E_{\text{стор}} + E_{\text{связ}}\text{»}\ [95.\text{С.}64].$$

Если все-таки считать, что в диэлектрике (изоляторе) все заряды не свободны (иначе он был бы не диэлектриком), то электрическая теория диэлектриков со сторонними, пусть даже не совсем свободными зарядами, противоречит фактам и теряет смысл.

Остается одно: внутренняя природа диэлектриков в их сильной дианамагничиваемости, блокирующей электрический ток (см. об этом п.3.7, 4.5 и др.), следовательно, правильная теория электросопротивления и диэлектрики (изоляции) состоит в описании конкурирующего взаимодействия (борьбы) стороннего магнитного поля электрического тока или электрического потенциала (напряжения) с противоположно направленным диамагнитным полем самоиндукции в теле.

Но вернемся к рассмотрению уникальных свойств сегнетовой соли и ее аналогов. Очень важным свойством «сегнетоэлектриков» является их спонтанная (самопроизвольная) магнитная поляризация, то есть спонтанная намагничиваемость, происходящая без воздействия на «сегнетоэлектрики» магнитным полем от искусственного внешнего источника. «Сегнетоэлектрики», подобно хорошим ферромагнетикам намагничиваются (поляризуются) под влиянием естественного (фонового) магнитного поля окружающей среды. Это означает, что «сегнетоэлектрики» очень чувствительны и в них возникает *сверхдиамагнитное* поле – поле большей напряженности, чем напряженность намагничивающего поля земли. Следовательно, «сегнетоэлектрики» - это, по суще-

ству, комнатнотемпературные сверхдиамагнетики, то есть, называя их по-старому, это комнатнотемпературные «сверхпроводники» - КТС с диэлектрической проницаемостью ε достигающей несколько тысяч единиц [47. С. 70].

Сопоставив данные И. В. Курчатова и Д. Валашека видно, что многократное перемагничивание сегнетовой соли (смена направления поляризации диполей) с частотой 50 Гц уменьшает диэлектрическую проницаемость, характеризующую изолирующую способность сегнетовой соли. Это объяснимо бóльшим противодействием внешнему полю при постоянной дианамагниченности диэлектрической сегнетовой соли.

А какова зависимость ε от частоты приложенного к сегнетодиэлектрику переменного электрического напряжения? «Дипольная точка зрения требует малого времени установления в системе равновесия,… это время во всяком случае меньше 10^{-6}с.» [60. С. 402]. Ответ на поставленный выше вопрос находим в работе И.В. Курчатова «Диэлектрические свойства сегнетовой соли». Там написано: «Среди других твердых тел она (сегнетова соль – В.Ф.) выделяется своей аномально большой диэлектрической постоянной, достигающей, как показали наши исследования, значений в 10000, эта величина не зависит от частоты до 20000 периодов» [60. С. 408]. Так как быстрота поляризации диполей составляет 10^{-6} с., то, следовательно, возможна и переполяризация (противоположная поляризация) примерно с той же скоростью, что свойственно “фазовому переходу второго рода”. Поэтому частота

знакопеременной поляризации, без заметного уменьшения ε, может быть и 50000 циклов в секунду.

Молекулярные кристаллы сегнетовой соли и других «сегнетоэлектриков» обладают униполярностью, значения ε для разных направлений внешнего поля получаются неодинаковыми. В ряде случаев униполярность наблюдается на “свежих” образцах, в частности сегнетовой соли, ещё не подвергавшихся электрической нагрузке. Униполярность (анизотропия свойств) объяснима относительно устойчивой при естественных температурах спонтанной поляризованностью и предварительной поляризацией «сегнетоэлектриков» (сегнетодиэлектриков) от действия предшествующей постоянной электрической или магнитной нагрузки.

Пьезоэлектрические и электрострикционные свойства сегнетовой соли, кварца, титана бария и других веществ тоже объясняются поляризационными явлениями в них.

Резкое изменение электрофизических свойств тел в зависимости от их температуры называют п и р о э л е к т р и ч е с к и м э ф ф е к т о м. К таким эффектам относятся. например, наступление «сверхпроводимости» и аномально большого увеличения диэлектрических свойств «сегнетоэлектриков» в зависимости от температуры. Пироэлектрический эффект у сегнетовой соли (см. рис. 29 и 30), открытый еще Д. Валашеком, подробно исследовал и объяснил И.В. Курчатов. Он доказал, что аномально большое увеличение диэлектрической проницаемости и магнитной индукции в частности у сегнетовой соли и других «сегнетоэлектриков»

нельзя объяснить без учета дополнительного фактора в процессе поляризации диполей вещества при определенных (критических) температурах.

Пироэлектрический эффект, то есть обнаруженная у «сегнетоэлектриков» экстремальная температурная зависимость, в частности, диэлектрической проницаемости вследствие поляризации существенно большего количества диполей объясняется так. Во-первых, при уменьшении температуры связи атомов усиливается, расстояния между ними уменьшаются, способность диполей к ориентации под воздействием внешнего поля тоже уменьшается и поэтому при температуре ниже второй точки Кюри (~ -25°С) поляризация диполей в теле резко сокращается. С другой стороны, при температуре больше верхней (первой) критической точки Кюри (~ +25°С) ориентация и поляризация диполей атомов тела частично разрушается из-за усиленных тепловых колебаний атомов. Но этого, по сути правильного, объяснения недостаточно, так как остается вопрос о причине многократного увеличения значений диэлектрической проницаемости.

При объяснении “скачка” диэлектрической проницаемости И.В. Курчатову пришлось ввести понятие о *внутреннем поле*, вызывающем аномальное увеличение диэлектрической проницаемости. Есть основания утверждать, что в межкритическом диапазоне температур, то есть от –25 до +25°С, у сегнетовой соли и у других «сегнетоэлектриков» существенно увеличивается количество поляризующихся (разворачивающихся) диполей, что намно-

го увеличивает общую диамагнитную (изолирующую) поляризацию тела. Это внутреннее ориентирующее поле аналогично магнитному полю Вейса ферромагнетиков.

Необходимость ввести внутреннее поле обусловлена и энергетическими аргументами И.В. Курчатова. Полярная ориентация может быть в том случае, если энергия приложенного к «сегнетоэлектрику» электрического поля больше или той же величины, что и тепловая энергия вещества.

При комнатных температурах тепловая энергия атомов порядка 10^{-14} Эрг и, следовательно, ориентация диполей с моментом порядка 10^{-18} единиц может произойти только при полях в 10^4 абсолютных единиц, то есть в несколько миллионов вольт на сантиметр. Однако на опыте в поле всего 200 В/см наблюдается значительная ориентация и таким образом, – заключает И. В. Курчатов, можно считать, что поле в «сегнетоэлектрике», создаваемое извне, усиливается внутренним, значительно превосходящим внешнее. Объяснение диэлектрической аномалии (пироэффекта) сводится к аналогии с ферромагнетизмом и возникновению в материале внутреннего поля, усиливающего поляризацию “готовых диполей” против внешнего поля [см. 60. С. 412].

Подобное по происхождению и по сути *дополнительное внутреннее противополе* возникает при переходе тел не к «сверхпроводимости», а к реальной сверхдианамагничиваемости при закритически низких температурах, то есть при температурах

меньше точки Кюри низкотемпературной сверхдианамагничиваемости.

Следуя теории «сегнетоэлектриков» (диэлектриков, сверхдиамагнетиков) и сопоставляя её с изложенной выше новой теорией «сверхпроводников» или, правильно называя, сверхантиферромагнетиков, можно с уверенностью утверждать, что их сходство не случайно. Смысловая теория «сегнетоэлектриков», а, по существу, *комнатнотемпературных* сверхдиамагнетиков, и теория низкотемпературных «сверхпроводников» 1-го и 2-го рода тоже сверхдиамагнетиков, в основном совпадают. Необходимо эти теории сформулировать как единую теорию дианамагничиваемости и сверхдианамагничиваемости любых тел при свойственных им температурах Кюри.

Итак, приведенные выше сведения позволяют утверждать, что: 1) «сегнетоэлектрики» это, по существу, комнатнотемпературные сверхдиамагнетики, то есть комнатнотемпературные «сверхпроводники». – КТСП; 2) «сверхпроводники» есть низкотемпературные сверхдиамагнетики. Из этого следует, что при создании массивных и сильных диамагнетиков надо, чтобы в них индуцировалось не только “обычное” противополе, соответствующее напряженности внешнего поля, но и более сильное “внутреннее” диамагнитное поле самоиндукции, то есть противополе значительно усиливающее общее диамагнитное поле тела. Иначе говоря, в комнатнотемпературном «сверхпроводнике», если его так называть, необходимо, чтобы в нем произошло две реакции,

два процесса. Во-первых, должна произойти ориентация атомных диполей против действия внешнего поля. Это есть процесс взаимоиндукции, то есть индукции поля, направленного против внешнего поля *H* или *E*. Во-вторых, температура тела должна позволять многим другим, еще не сориентированным диполям, увлечься возникшим в теле диамагнитным полем и сориентироваться в направлении этого синдуцированного поля, что увеличивает общее диамагнитное поле. Таково понимание возникновения дополнительного внутреннего поля и суммарного сверхдиамагнитического поля, противодействующего внешнему полю. И третье, при возникновении сверхдиамагнетизма микроструктура тела должна быть не очень плотной, что необходимо для поворота и ориентации диполей, то есть для перехода тела в сверхдиамагнитное состояние. После этого перехода микроструктура должна быть настолько плотной, чтобы созданная намагниченность не разрушалась от температурных колебаний атомов по возможности неограниченно долгое время и после устранения внешнего поля. Создание таких сверхдиамагнитных материалов вполне возможно, если использовать нанотехнологические методы.

В настоящее время можно предложить следующее.

Для того, чтобы, например, металлические наиболее сильные низкотемпературные «сверхпроводники» первого рода сделать комнатнотемпературными необходимо, чтобы в них были включения (фрагменты структуры) из комнатнотемпературных сверхдиамагнетиков, то есть из «сегнетоэлектриков» (сверхдиа-

магнетиков), например, таких как титанат бария и турмалин. Эти включения будут служить стимуляторами возникновения и *обычного* и *дополнительного внутреннего* диамагнитного полей, то есть сверхдианамагничиваемости при температурах близких к начальной температуре пироэлектрического эффекта, к верхней точке Кюри (+25°С) «сегнетоэлектриков». Другим направлением разработки “теплых” сверхдиамагнетиков может быть модификация и получение наиболее прочных и стойких «сегнетоэлектриков», доводя их до свойств металлических сверхдиамагнетиков, сохраняющих постоянную во времени сверхнамагничиваемость. Можно создать объемную упругую деформацию материала и довести его до сверхдианамагниченного состояния, а потом убрать деформацию. Это возможно повысит низкотемпературную сверхнамагниченность до комнатных и повышенных температур.

«Сегнетоэлектрики» могут быть хорошими *модельными* материалами для исследований природы сверхдиамагнетизма и создания “тепловых”, то есть комнатнотемпературных и действительно высокотемпературных сверхдиамагнетиков, а не «сверхпроводников».

4.8. О практическом использовании сверхдиамагнетизма

Очевидно, что если мы имеем дело с природным явлением не сверхпроводимости электрического тока в тривиальном его понимании как сверхтекучести электронов в телах, а с их сверхдианамагниченностью, то вся теория и методология решения практических задач использования этого явления должны быть другими.

Еще Оннес считал, что с помощью «сверхпроводников» можно создать установки для получения сильных магнитных полей [110]. И действительно, такие установки созданы, как говорится, по образу и подобию обычных соленоидов. Преимуществом «сверхпроводящего» магнита является то, что при использовании «сверхпроводящих» обмоток соленоида получается значительно более сильное магнитное поле, чем у обычного электромагнита с обмоткой из медной проволоки. Однако создание таких «сверхпроводящих» магнитов сопряжено с большими техническими трудностями. Первой проблемой стала *деградация* «сверхпроводимости» в проволоке соленоида. Для стабилизации «сверхпроводящего» состояния обмотки соленоида используют два способа. 1. «Сверхпроводниковый» провод делают из тонких нитей «сверхпроводника», окруженных нормальным металлом с высокой электро- и теплопроводностью (это медь или алюминий). 2. Провод для крупных сверхмагнитов состоит из одной

сверхпроводниковой проволоки, занимающей в центре сечения провода всего 5–15% площади, а остальное – тот же стабилизирующий металл, а именно Cu и Al.

Второй проблемой остается создание комнатнотемпературных и действительно высокотемпературных, но не «сверхпроводников», а сверхдиамамагнетиков. Для создания «сверхпроводников» с повышенными значениями критических температур В. А. Литтл (1965 г.) предлагал конструировать так называемые «экситонные сверхпроводники» на основе органических соединений, путем построения длинных токопроводящих органических молекул (нитей), окруженных «поляризаторами» – другими поляризующимися органическими молекулами [31]. Возможность реализации этой идеи представляется в далеком будущем. В. Л. Гинзбург предлагал несколько иной вариант, а именно, заменить провод из органических нитей на «сэндвич», то есть на проводящую тонкую пленку, находящуюся между «поляризаторами» – диэлектрическими пластинами. Предлагалось для повышения $T_{кр}$ использовать диэлектрические покрытия поверхностей «сверхпроводников», а также использовать слоистые «сверхпроводящие» соединения – как бы «стопки сэндвичей». Кроме того ,есть предложение того же В. Л. Гинзбурга создавать «высокотемпературные сверхпроводники» из слоистых материалов, в которых чередуются на атомном уровне хорошо проводящие (металлические) плоскости-слои с диэлектрическими или плохо проводящими слоями. Возможен провод, состоящий из диэлектрика в

объеме и «сверхпроводящего» материала на поверхности. Обсуждался вопрос о производстве «сверхпроводящего» кабеля из слоистых материалов следующей композиции: диэлектрик – металл – диэлектрик [31].

В приведенных выше предложениях (и в подобных им) содержатся включения в возможный высокотемпературный «сверхпроводник» своего рода катализатора, то есть материала хорошо поляризующегося и создающего дополнительное магнитное поле. Это очевидно свидетельствует о неосознанных догадках авторов, что физическая природа «сверхпроводимости» в магнетизме (в диамагничиваемости), а не в суперпроводимости электричества посредством сверхтока без сопротивления внезапно и многократно увеличивающегося в материале количества токопроводящих электронов.

Исходя из предлагаемой автором концепции и теории магнитных превращений третьего рода в любых телах, следует, что создавать надо не высокотемпературные «сверхпроводники» электрического тока, а высокотемпературные и массивные сверхдиамагнетики. Для этого необходимо использовать существующие при естественных температурах и наиболее сильные диамагнетики или материалы на основе таких диамагнетиков. Наиболее вероятно, что обычные диамагнетики в условиях пониженных температур и значительных магнитных полей будут становиться сверхдиамагнетиками. Специально модефицированные диамагнетики другими диамагнетиками вероятно будут превращаться в

сверхдиамагнетики (переходить в сверхдиамагнитное состояние) при температурах даже более 100°С.

Другая проблема «сверхпроводящих» проводов обмотки соленоида заключается в следующем. Выгодно использовать «высокотемпературные сверхпроводники – сверхпроводники второго рода». Однако эти материалы имеют некоторое сопротивление электрическому току и подогреваются. Следовательно, их надо постоянно подстуживать. Поэтому сверхпроводящий кабель (или шина) имеют каналы для протекания по ним жидкого гелия или азота. Конструкция такого провода резко усложняется и становится ненадежной [79].

Следующей проблемой создания «сверхпроводящих» магнитов является возникновение больших механических напряжений в обмотке в результате воздействия на нее сильных магнитных полей. Чтобы предотвратить деформации или разрушения обмотки соленоида, приходится конструкцию провода усиливать особо прочными распорками, делать прочный каркас такого магнита, помещать между витками проводов достаточно эластичные прокладки и т. д. и т. п.

Наконец, еще одной проблемой является то, что максимально возможное магнитное поле, создаваемое «сверхпроводящим» магнитом, ограничено пределом для плотности тока в проводе. Этот критический ток сильно зависит от конструкции и технологии изготовления «сверхпроводникового» провода и меньше – от критических значений параметров «сверхпроводящего» материа-

ла [79].

Вероятно, все вышеперечисленные и другие проблемы создания и последующей эксплуатации криогенных сверхмагнитов легко решаются, если исходить из того факта, что в них основную физическую функцию выполняют не электродинамические, а магнитные свойства и не «сверхпроводников», а сверхсильных диамагнетиков. При таком подходе к решению проблем сверхмагнитов можно утверждать, что если в соленоиде сверхмагнита установить сердечник из сверхмагнетика и охладить его ниже температуры перехода к сверхнамагничиваемости, а потом кратковременно пропустить электрический ток по несверхпроводящей (нормальной) обмотке соленоида, то сердечник станет сверхнамагниченным. Далее это магнитное поле сердечника и после отключения электрического тока в соленоиде будет сохраняться стабильным сколь угодно долго без «подкачки» магнитным полем соленоида. В таком сверхмагните не могут даже возникнуть многие известные проблемы, связанные с токопроводами соленоида. Следовательно, надо охлаждать до появления сверхмагнетизма и сверхнамагничивать не провода обмотки соленоида, а сверхнамагничивающийся сердечник. Эти принципиальные утверждения следуют из физической сущности всех известных экспериментов Оннеса, В. К. Аркадьева и других исследователей.

В случае использования криогенных сверхмагнитов в круговых исследовательских ускорителях элементарных частиц веще-

ства, сверхмагнитные сердечники соленоидов должны быть в виде трубы. Обмотку соленоидов, вероятно, лучше изготавливать из хорошего ферромагнетика или парамагнетика. Ферромагнитная обмотка соленоида после отключения в ней электрического тока не будет своей намагниченностью от сердечника уменьшать его поле, а должно способствовать стабильности диамагнитного поля сверхнамагниченного сердечника. А в остальном, т. е. в основном относительно обмотки соленоида и сверхмагнитного сердечника, все должно делаться так же, как и в случае изготовления обычного электромагнита со сплошным сердечником.

С целью увеличения силы первичного, т. е. индуцирующего магнитного поля соленоида, обмотку соленоида можно делать тоже из «сверхпроводящих» проводов, но это не устраняет проблемы и вряд ли даст существенное увеличение напряженности магнитного поля сверхмагнита по сравнению с тем, если результирующее магнитное поле будет создаваться только сверхнамагниченным сердечником.

Сверхмагнетики первого и второго рода составляют материальную базу для создания сверхмощных электрических машин: генераторов электрической энергии, двигателей и преобразователей. При этом обычно речь идет о сверхпроводящей системе возбуждения, состоящей из электромагнитов с обмотками и магнитопроводящими элементами специальной формы. Магнитопроводящие элементы выполняют в электрических машинах ту же роль, что и сердечники в простых электромагнитах. Поэтому

предлагается в системе возбуждения и электрических машин использовать сверхмагнетизм не обмоток, а «магнитопроводов» – в данном случае постоянных сверхмагнитов. Иначе говоря, при создании сверхмощных электрических машин надо использовать в системе возбуждения не сверхмагнитные обмотки, а постоянные сверхмагниты, изготавливаемые с сердечниками из диамагнитных материалов, обычно называемых «сверхпроводниками».

Наиболее наглядным доказательством того, что физическая природа бесконтактных сверхмагнитных опор, подвесов и подшипников состоит не в «сверхпроводимости» электронов в объемных телах (шарах, кольцах, пластинах, брусках и т. д.), а в противоположном магнетизме взаимодействующих тел, т. е. в силовом взаимодействии сверхдиамагнетика и ферро- или парамагнетика (см. опыт В. К. Аркадьева с так называемым «гробом Магомета»).

Большая чувствительность сверхдиамагнетиков к изменениям температуры, внешних магнитных полей и пропускаемой по ним электрической энергии (электричества) привела к созданию ряда высокоточных измерительных приборов: болометров, резонаторов, туннельных детекторов, малоиндуктивных гальванометров, квантовых магнитометров, градиометров и др. Сверхмагнетики находят применение в сверхскоростных переключателях (криотронах) и в элементах памяти электронных вычислительных машин и т. д. Существуют предложения о разработке реактивных сверхпроводниковых магнитно-гидродинамических двигателей

(СМГД-двигатели), накопителей энергии, кораблей и подводных лодок с двигателями кондукционного типа [79] и т. д.

На практике уже используется эффект так называемой «магнитной подушки», когда искусственно создаваемое сильное диамагнитное поле приподнимает ферромагнитное тяжелое тело. В таких случаях взаимодействуют создаваемое диамагнитное и нормальное ферромагнитное поля. Но может ли взаимодействие сверхмагнитного и ферро- или парамагнитного полей создать движущую силу, необходимую для свободного перемещения в пространстве сверхдианамагниченных тел? Очевидно, что сила такого взаимодействия зависит от направленности, массы и площади поверхности дианамагниченного тела. Поэтому на поставленный выше вопрос следует положительный ответ.

Можно утверждать, что перспективным направлением исследований и использования в технике сверхмагнетизма является создание принципиально новых для авиации и космонавтики летательных аппаратов – *магнитолетов*.

Известно, что для полета любого летательного аппарата нужна опора, т. е. та среда, отталкиваясь от которой аппарат создает для себя подъемную силу и тягу поступательного движения. С древних времен такой опорой для простых летающих устройств (воздухопланов и самолетов) является воздух. Воздушные змеи поднимаются благодаря подъемной силе естественного воздушного потока (ветра). Но подъемную и двигающую силу легко создать искусственно. Впервые идею создания винто-

вого летательного аппарата тяжелее воздуха предложил Леонардо да Винчи. В одной из рукописей этого выдающегося мыслителя есть рисунок модели, аналогичной современному вертолету. Приписка к этому рисунку гласит: «Если этот аппарат правильно построить, то, при быстром вращении винта, он поднимется в воздух». На этом принципе создана вся техника винтовой авиации.

Следующий грандиозный этап создания летательных аппаратов заключается в использовании реактивной тяги. В 1903 г. К. Э. Циолковский в своей статье «Исследование мировых пространств реактивными приборами» заложил основы реактивных летательных аппаратов – реактивных самолетов и ракет. Опорой для таких аппаратов стал поток газообразного вещества из сопел реактивных двигателей.

В обоих известных всем случаях опорой для полета летательных аппаратов является вещественная материя.

Однако в природе существует и другой вид материи – полевая материя, т. е. бесструктурная материя, прежде называвшаяся эфиром. Кстати, этой эфирной, бесструктурной по сравнению с веществом, материи, по оценкам некоторых видных ученых, около 80% в окружающем нас материальном мире. Эта материя, находясь в постоянном движении, представляет собой различные поля, в том числе гравитационные, магнитные и иные. Материальные поля, как и сама полевая материя, могут быть опорой для движения принципиально нового вида летательных аппаратов –

для магнитолетов.

Все известные вневещественные энергетические поля являются, по существу, магнитными, ибо и электрические, и гравитационные поля обладают соответствующим магнетизмом – они, подобно магнитам, притягивают или отталкивают тела, всегда имеющие подобные собственные поля вне вещества этих тел. Полевая материя (эфир) создает собой пространство, в котором существует вещественная (структурная) материя. Магнитные поля этой материи есть в любом месте глобального пространства, включая внутриземное, атмосферное, космическое и любое другое. Сила всепронизывающих магнитных полей естественного происхождения огромна. Достаточно вспомнить силу земного притяжения всего, что у поверхности земли и на значительном расстоянии от нее. Сила эта удерживает, например, Луну на околоземной орбите. Примеров подобного рода можно привести много. Заметим сразу же, что удельное силовое взаимодействие обычного магнитного и сверхдиамагнитного полей значительно больше, например, силы земной гравитации – силы земного тяготения (притяжения). А это означает, что и локальное (например, земное), и глобальное (космическое) магнитное поле может стать опорой и даже ускорителем для предлагаемого к разработке и созданию магнитолета с управляемым обычным (магнитным) и сверхдиамагнитным полями, используемыми для управляемого движения магнитолета в атмосферном и космическом пространствах.

Реальность проекта магнитолета основывается не только на

достаточно большой силе взаимодействия магнитного и сверхдиамагнитного полей (см. опыт В. К. Аркадьева и др.), а еще и на том, что, видимо, скоро будут созданы тела со сверхдиамагнетизмом при комнатных и повышенных климатических условиях. Кроме того, для магнитолетов на сверхдиамагнитах не понадобятся мощные холодильники, так как есть возможность (после первого взлета с Земли) использовать холод космоса. Можно также аккумулировать, накапливать космический холод, который, возможно, будет еще необходим для возбуждения сверхдиамагнетизма рабочего тела. Этот холод является своего рода источником для увеличения внутриатомной энергии движения электронов и появления сверхмагнетизма тел.

Метастабильность сверхдиамагнетизма – это важнейшее его свойство, позволяющее регулировать, переориентировать в пространстве, т. е. управлять диаполем, что необходимо для осуществления целенаправленного движения магнитолета. Очевидно, что движение магнитолета будет бесшумным, мобильным, быстрым, с регулируемым в большом диапазоне ускорением и замедлением, экологичным, простым в эксплуатации, наиболее надежным и безопасным, а также с малым электропотреблением от бортового электрогенератора.

Магнитолет, по условиям своего принципа действия, сможет зависать (и храниться) в нужной точке пространства и двигаться по инерции в космосе и вблизи, например, Земли и иных космических тел, подобно тому, как летают искусственные и есте-

ственные спутники планет и других объектов. Магнитолеты будущего смогут, воздействуя своими сверхдиамагнитными полями, т. е. отталкивая, изменять траектории орбит метеоритов, комет, астероидов и этим защищать Землю от возможных падений больших небесных тел на ее поверхность. Рабочим движущим телом магнитолета может быть жидкий или газовый сверхдиамагнетик, например, гелий, легко изменяющий направление своего сверхдиамагнитного поля. Устройство сверхдиамагнита должно походить на соленоид, в середине которого располагается обычное управляющее электромагнитное устройство (катушка). Из этого следует, что магнитолет по своей форме, по конструкции должен быть подобен НЛО – неопознанному летающему объекту. НЛО – это, по-видимому, не что иное, как магнитолет. Свидетельством этому можно считать то, что вблизи НЛО магнитные и гироскопические компасы, электронные приборы и иные электрические устройства сбиваются и даже перестают работать под сверхмощным и разрушающим воздействием внешнего (от НЛО) сверхсильного диамагнитного поля.

Учитывая вышеизложенное, легко разработать принципиальную схему и даже проект магнитолета – универсального летательного аппарата. Очевидно, что характеристики перемещений магнитолета в пространстве будут также аналогичны показателям полета НЛО.

Наконец, укажем еще на то, что может быть весьма полезным для науки и практики создания различных наноструктурных

образований, в том числе и обладающих сверхдиамагнетизмом. Предложенная нецентральная модель электронного строения атомов дает адекватное представление о наноструктурах и о нанотехнологиях – о процессах образования биологических и других веществ, материалов и даже точных технических устройств, путем создания их из отдельных (ранее несвязанных) атомов. Известные модели наноструктур (молекул ДНК, стволовых клеток, нанотрубок, фуллеренов и других наноструктурных образований) свидетельствуют о том, что наноструктуры состоят не из шарообразных атомов, а из атомов, имеющих множество (до восьми) граней. Известно, что многие наноструктурные образования обладают наиболее высокими характеристиками сверхдиамагнетизма (а не «сверхпроводимости»).

Поэтому предполагается, что комнатнотемпературные и более высокотемпературные сверхдиамагнетики будут созданы нанотехнологическими методами.

Сверхдиамагнетики – это все те же «сверхпроводники». Разница только в том, что в них, независимо от того, течет или не течет электрический ток, происходит переход вещества в сверхдиамагнитное состояние. Вероятно, в сверхдиамагнитное состояние легче перейдет естественный диамагнетик. Сильное внешнее магнитное поле, усиливая в веществе диамагнитное и подавляя магнитное, может перевести обычный диамагнетик в сверхдиамагнетик при комнатных температурах. Думаю, что комнатнотемпературные и высокотемпературные сверхдиамагнетики мож-

но получить при указанных выше условиях. Возможно, что для интенсификации перехода вещества в сверхдиамагнитное состояние, наряду с сильным постоянным магнитным полем, понадобится использовать слабое высокочастотное магнитное поле.

Исходя из вышеизложенного можно понять и решить множество имеющихся и появляющихся проблем не только физики и техники, но и других отраслей научной и практической деятельности людей.

4.9. Ложные «сверхпроводники»

Оппоненты в качестве основного аргумента против теории автора о сверхдиамагнетизме, предполагаемой взамен теории несуществующей «сверхпроводимости», изложенной в данной работе и в других публикациях, часто приводят следующее утверждение: «Сверхпроводимость уже давно используется в различных технических изделиях, например в томографах, в ускорителях элементарных частиц и др.» Но так ли это? Не так. В указанных изделиях используются не «сверхпроводники», а конгломераты (механические соединения) из обычных проводников электрического тока и из «сверхпроводников», которые, как известно, при температуре ниже $T_{кр}$ становятся сильными (сверх-) диамагнетиками и, как следствие этого, диэлектриками, то есть изолято-

рами. Такие конструкции из хороших проводников и «сверхпроводников», то есть сверхдиамагнетиков, не адекватно называют техническими сверхпроводниками или просто сверхпроводниками, которые представляют собой соответствующие неоднородные композиционные материалы в виде «сверхпроводниковых» проволок, лент, пленок или шин, внедренных в медную или алюминиевую матрицу.

Необходимость создания таких композиционных технических «сверхпроводников» в основном обусловлена нестабильностью «сверхпроводимости» однородных «сверхпроводников» и их деградацией, т.е. размагничиванием. Обнаружилось, что, под влиянием остающейся температуры и небольших разнонаправленных магнитных полей, уже при магнитных полях почти в 2 раза меньше критических значений начинается постепенная нестабильность «сверхпроводимости», разогрев и преждевременный обратный переход материала в нормальное (исходное) состояние. Поэтому надо непрерывно стабилизировать «сверхпроводящее» состояние материала [79.С.109].

Стабилизируют «сверхпроводящее» состояние материала, находящегося при температуре ниже его критической точки $T_{кр}$, двумя способами, основанными на пропускании постоянного электрического тока вблизи «сверхпроводника» по обычному (нормальному) проводнику.

Первый способ стабилизации называется *внутренним*, а второй – *стационарным*.

Внутренне стабилизированные «сверхпроводники» состоят из множества тонких нитей из «сверхпроводящего» материала, окруженных нормальным металлом с высокой электро- и теплопроводностью, например, медью или алюминием. При большом количестве нормальнотокопроводящего металла и при пропускании по нему электрического тока получаются относительно стабильные технические «сверхпроводники». Действительно, магнитное поле электрического тока, передаваемого матрицей, вызывает (индуцирует) и этим поддерживает в материале «сверхпроводящих» каналов (нитей, слоев, лент и т.п.) стабильное диамагнитное поле, а не электрический ток.

Технология получения таких «сверхпроводников» состоит в следующем. В цилиндрическом бруске из меди вдоль его оси просверливают множество отверстий и туда вставляют стержни из «сверхпроводникового» материала. Обычно таким материалом является ниобий, его сплавы и химические соединения. Затем брусок вытягивают в длинную проволоку, которую разрезают на куски и вводят в другой брусок с просверленными в нем каналами. Этот брусок вновь вытягивают. Такие операции повторяют многократно. В результате получается электрический провод, содержащий большое количество «сверхпроводниковых» нитевидных проволочек. В таких «сверхпроводниках» масса и поперечное сечение медной матрицы во много раз превышают массу и площадь полного сечения всех «сверхпроводниковых» проволочек. Такой электропровод (кабель) не является по существу

настоящим «сверхпроводником». Это в основном нормальный проводник с включениями в него сверхдианамагничивающихся проволочек, которые, как оказывается, не являются сверхпроводниками электрического тока в существующем понимании.

Известно, что «сверхпроводниковые» сплавы Nb-Ti имеют более низкую $T_{кр}$ чем интерметаллид ниобия Nb_3Sn, образовывающийся при механическом контакте Nb с Sn из сплава оловянистой бронзы. Однако Nb_3Sn – хрупкое химическое соединение. Его невозможно деформировать в тонкие проволоки. Поэтому была разработана, так называемая, *бронзовая* технология получения «сверхпроводников» *стационарной* стабилизации их свойств.

Бронзовая технология состоит в том, что сначала прессованием и волочением получают композит из тонких нитей пластичного ниобия в матрице из бронзы (сплав меди и 10-13% олова). При последующей термической обработке (отжиге) полученного композита олово из бронзы вступает в соединение с ниобием и образуется на поверхности ниобиевой нити тонкий слой (пленка из химического соединения) Nb_3Sn. Так удается получить «сверхпроводниковую» проволоку с огромным количеством супертонких проволочек внутри. Этим способом сейчас изготавливаются «сверхпроводниковые» провода и с другими соединениями, например, с V_3Ga и др. Отметим, что технические «сверхпроводники», полученные на бронзовой основе (матрице), имеют в своем составе в несколько раз больше несверхпроводящей бронзы, чем «сверхпроводящих» ниобиевых нитей с их пленками на

поверхности из Nb_3Sn. Количество «сверхпроводникового» материала занимает от 5 до 15% площади поперечного сечения провода [79.С.110].

Существуют и ленточные технические «сверхпроводники». Их изготавливают в форме диффузионного соединения, нескольких, например, медных и ниобий-титановых длинных лент.

Академик В.Л. Гинзбург в 1969 г. «предложил для повышения $T_{кр}$ использовать какие-то диэлектрические покрытия металлических поверхностей». Позднее он «сконцентрировал внимание на «сэндвичах» – тонких металлических пленках в диэлектрических или полупроводниковых «обкладках», а также на слоистых сверхпроводящих соединениях – этих как бы «стопок» сэндвичей [31.С.93].

В другом месте книги [31.С.213] читаем: «Заманчиво, конечно, было бы иметь диэлектрик в объеме и сверхпроводник на поверхности». В основном, такие диэлектрические «сверхпроводники» и изготавливают. С другой стороны В.Л. Гинзбург «предложил двумерный вариант высокотемпературного сверхпроводника (металл с диэлектрическим покрытием)». В 70-х годах прошлого века в Физическом институте Академии наук СССР (ФИАН) проводились исследования гинзбурговских сверхпроводящих «сэндвичей» типа диэлектрик-металл-диэлектрик [31.С.213]. Попытки создания таких диэлектрических «сверхпроводников» продолжаются. Это парадоксально и не обязательно правильно. Однако здесь следует отметить, что подоб-

ные работы частично приводят к созданию, но не сверхпроводников, а диамагнетиков, что, как известно, не одно и то же, и у них большое и принципиальное отличие свойств. Эти свойства являются противоположными и противодействующими, так как диамагнитное поле диэлектрика и «сверхпроводника» в таком изделии (в «сэндвиче» В.Л. Гинзбурга) всегда вызывает соответствующее (диамагнитное) сопротивление электрическому току (см. п.3.9).

Для передачи электрической энергии постоянного тока на расстояние разработаны специальные кабели. Кабель имеет вид многослойной трубы и представляет собой длинный комбинированный криостат. Внутренняя токопроводящая труба, диаметром около 70 мм, покрыта слоем сплава ниобия, титана и циркония толщиной до 0,3 мм. По этой трубе прокачивается жидкий гелий. Между первой и второй трубами вакуумная температурная изоляция. Между второй и третьей трубами жидкий азот, а между третьей и четвертой (наружной) трубами вновь вакуумная изоляция. Конструкция такого «сверхпроводящего» кабеля для линии электропередачи (ЛЭП) показана на рис. 32.

В криогенном кабеле для линии электропередачи, подобно всем другим «сверхпроводниковым» проводам, в качестве токопроводящей матрицы выступает внутренняя труба, а «сверхпроводящим» компонентом считается нанесенный на эту трубу слой сплава Nb-Ti-Zr.

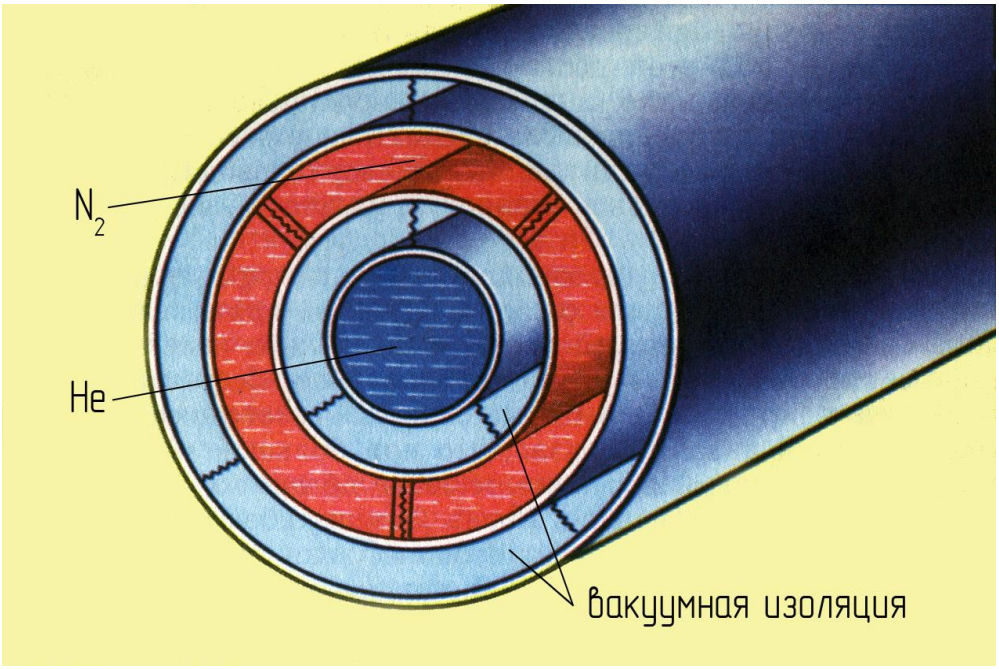


Рис. 32. Конструкция криогенного «сверхпроводникового» кабеля [79]

Считается, что в композитных «сверхпроводниках» при температуре ниже $T_{кр}$ сверхпроводящий электрический ток распределяясь течет по всем жилам (нитям, лентам, тонким проводкам), а в медной (или иногда алюминиевой) матрице тока нет, так как там есть электросопротивление. В этих условиях ток должен течь по внедренным в матрицу жилам, у которых сопротивление будто бы равно нулю, а медь или алюминий являются как бы изоляторами для тока. В случае исчезновения тока «сверхпроводимости» в одной или в нескольких жилах, то есть если они перейдут в нормальное состояние проводимости, то их ток через матрицу передается другим жилам.

Даже после перехода жил в «сверхпроводящее» состояние по комбинированному «сверхпроводнику» прогоняют обычно постоянный транспортный (он же стабилизирующий) электриче-

ский ток. Следовательно, по «сверхпроводящему» проводу должно течь два тока: обычный (с электросопротивлением) и «сверхпроводящий» (якобы без сопротивления). Поэтому общего тока в «сверхпроводнике» без электросопротивления быть не может.

С другой стороны, описанные выше методы стабилизации «сверхпроводимости» не могут решить данную проблему. Наоборот, транспортный электрический ток металла обычной проводимости, контактирующий со «сверхпроводником», не стабилизирует его, а разрушает «сверхпроводимость» «сверхпроводникового» провода. Дело в том, что уже давно известно (см.п.2.7), если электрический ток и/или магнитное поле, действующие на «сверхпроводник», больше соответствующих критических значений, то, во-первых, состояние «сверхпроводимости» не возникает, и, во-вторых, «сверхпроводимость» как-то была достигнута ранее, то пропускание промышленных токов, с параметрами обычно больше критических, быстро разрушает «сверхпроводимость». Поэтому существующие технические «сверхпроводники» первого рода (металлические) не могут быть сверхпроводниками, оставаясь нормальными низкотемпературными проводниками. По тем же причинам технические «сверхпроводники», основанные на «сверхпроводниках» второго рода, не способны перейти даже в состояние обычной проводимости электрического тока с электросопротивлением. Они относительно легко переходят в известное низкотемпературное сверхдиамагниченное состояние.

Так как «сверхпроводники» это по существу сверхдиамагнетики, а «сверхпроводимость» есть сверхдианамагниченность, то есть мы имеем дело с явлением не электрической, а магнитной природы, то проблему необходимой устойчивости обычно метастабильной сверхдианамагиченности надо решать не электрическими, а соответствующим магнитными воздействиями на сверхдианамагниченный объект.

С позиций вышеизложенной теории фазового перехода любого материала, при его критической температуре, в состояние не «сверхпроводимости» электрического тока, а в состояние сверхдианамагниченности, можно утверждать, что в технических композитных «сверхпроводниках» жилы (нити, пленки, проводки и ленты), дианамагничиваясь, резко увеличивают свое магнитное электросопротивление, становятся изоляторами, а весь ток воспринимает и передает массивная медная или алюминиевая матрица. Известно, что, например, медь, охлажденная жидким азотом или жидким водородом, уменьшает свое электросопротивление соответственно в 8 и 100 раз [79.С.107]. Ещё больше уменьшается электросопротивление медной матрицы при охлаждении технического «сверхпроводника» жидким гелием. Это давно известная зависимость термического электросопротивления металлов от их температуры, а, например, керамическим и полупроводниковым «сверхпроводящим» материалам свойственна *обратная* зависимость электросопротивления R от температуры T,

то есть: чем меньше температура, тем больше электросопротивление «сверхпроводников» второго рода.

Если рассматривать технический «сверхпроводник», состоящий, например, из медной основы и впрессованных в неё ниобиевых волокон, то, по данным Справочника машиностроителя [99.С.433,434] удельные электросопротивления ρ этих металлов при 20°С таковы: 0,0167 *Ом·м²/м* и 0,131 *Ом·м²/м* соответственно. У меди электросопротивление в 8 раз меньше чем у ниобия. Температурные коэффициенты, характеризующие интенсивность снижения электросопротивления от понижения температуры на 1°С равны: у меди 0,0043, а у ниобия 0,00395. Это означает, что медь при одинаковом охлаждении более интенсивно, чем ниобий, снижает свое электросопротивление. Уже поэтому при низких (криогенных) температурах в медь-ниобиевом «сверхпроводнике» электрический ток передается преимущественно медью. Влияние температуры на удельное сопротивление меди, выраженное в *мкОм·см*, можно представить в виде следующего ряда: при -258°С ρ=0,0091; при -192°С ρ=0,2333; при -78°С ρ=1,0253; при 0°С ρ=1,553; при 20°С ρ=1,672; при 100°С ρ=2,223; при 200°С ρ=2,897; при 300°С ρ=3,583. Из этих справочных данных следует, что при температуре близкой к низкотемпературной точке Кюри ниобия, то есть вблизи $T_{кр}$ ниобия, медь имеет электросопротивление в 184 раза меньше, чем при температуре 20°С. В данном случае необходимо учесть, что ниобий, как и многие другие металлы, при температуре ниже его $T_{кр}$ становится, как считается,

«сверхпроводящим». Однако он при этом обладает сильным диамагнитным полем и большой диэлектрической проницаемостью, то есть становится практически изолятором. Из этих фактов следует, что медь-ниобиевый «сверхпроводник» во всем возможном диапазоне температур является обычным (нормальным) проводником электрического тока. Очевидно, что встречное диамагнитное поле *B*, возникающее в ниобии при температуре меньше $T_{кр}$, противодействуя магнитному полю *H* электрического тока, ухудшает электропроводимость меди и всего медь-ниобиевого провода. Поэтому нет смысла иметь ниобиевые и иные «сверхпроводящие» волокна (нити, жилы и т.п.) в структуре проводов для криогенной техники. Целесообразно в криогенных электрических аппаратах (изделиях) использовать простые медные или алюминиевые провода. Это эффективнее, проще и экономически выгоднее.

Итак, даже не рассматривая подробно различные по конструкции и составу технические «сверхпроводники», можно утверждать, что электросопротивление металлической не сверхпроводящей матрицы, при температуре «сверхпроводящих» жил ниже $T_{кр}$, намного уменьшается, приближаясь к нулю, а у любых «сверхпроводящих» жил, в силу их большой дианамагниченности, диамагнитное электросопротивление возрастает, и ток в них прекращается (блокируется, изолируется). Из этого следует, что весь транспортный ток электрической энергии, при температуре «сверхпроводящих» жил ниже $T_{кр}$, передается только матрицей и

в большем количестве, чем при естественных температурах. Фактически технические «сверхпроводники», как и любые другие, не являются сверхпроводниками. Наличие в композитных «сверхпроводниках» жил (каналов) «сверхпроводимости» только ухудшают их проводимость электрического тока. Эффект увеличения напряженности магнитного поля, создаваемого глубокоохлажденной «сверхпроводниковой» магнитной катушкой, достигается только за счет большого уменьшения электросопротивления токопроводящей матрицы композитных, так называемых, технических «сверхпроводников». Поэтому есть основания предположить, что если вместо фиктивных «сверхпроводников» в криогенных электрических магнитах, в ускорителях заряженных частиц, в томографах, в электродвигателях и в других изделиях использовать обмотку, например, только из чистой меди нормальной проводимости, то эффект увеличения их магнитных свойств будет существенно больше.

Учитывая, что электрический ток в технических «сверхпроводниках» передается нормальнопроводящей матрицей, то неудивительно, что такие «сверхпроводники» пропускают не только постоянные, но и знакопеременные токи, тогда как чистые (подлинные) «сверхпроводники», то есть без нормальных металлических проводников внутри, становятся «сверхпроводящими», а по существу сверхдианамагниченными, только при воздействии на них стабильным магнитным полем постоянного электрического тока или внешним постоянным магнитным полем.

Очевидно, что изложенное в данном параграфе опровергает аргумент об «*использовании сверхпроводимости в технике*» в качестве довода в доказательстве правильности теории сверхпроводимости и против истинности альтернативной теории сверхдиамагничиваемости веществ при низких температурах.

Из выше изложенного следует, что в Большом адронном коллайдере (БАК), в Интернациональном термоядерном экспериментальном реакторе (ИТЭР), в термоядерной установке «Токамак», в специальных магнитных подшипниках, в медицинских томографах и в других электромагнитных установках, где используются «сверхпроводниковые» электромагниты, лучше делать обмотки соленоидов из простых медных или алюминиевых проводов охлаждаемых до умеренно низкихкриогенных температур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Автор попытался понять то, что называют «сверхпроводимостью». Ему было не ясно, почему, например, хорошие проводники электрического тока являются плохими «сверхпроводниками», а многие тела, вообще не являясь проводниками электричества (изоляторы), уже при азотных температурах становятся «высокотемпературными сверхпроводниками». Что происходит, когда при охлаждении тел, в которых нет свободных электронов, вдруг (скачкообразно) высвобождается очень много электронов, они объединяются в пары и потом, укрупнившись, перемещаются среди атомов тела без какого-либо сопротивления? По научной логике такого не должно происходить: при понижении температуры высвободить электроны (оторвать их от своих атомов) труднее. Принципиально важно понимать, как это ток «сверхпроводимости» может течь абсолютно без сопротивления? Это же противоречит здравому смыслу и физической природе любых движений. Заметим сразу же, что аналогии «сверхтекучести электронов» в твердых телах со «сверхтекучестью» жидкого гелия по поверхностям тел нет. У «сверхтекучести» жидкого гелия по поверхностям и через маленькие отверстия другая физическая природа (другие условия) и там все же есть небольшое сопротивление среды, по которой легко растекается жидкий гелий за счет малости и легкости его атомов, а так же из-за значительного поверхностного притяжения. Вопросов, остающихся в данной рабо-

те без ответа вот уже сто лет, еще очень много. Но если принять изложенное в данной работе понимание явления, открытого Оннесом, то на многие вопросы появляются адекватные ответы. Вполне возможно, что не все рассуждения и доказательства автора, изложенные в данной брошюре, являются безупречными. Однако, главный тезис этой работы, кратко сформулированный в ее названии, представляется абсолютно правильным. Придерживаясь такой позиции легко создать непротиворечивую и адекватную теорию сверхдиамагнетизма, а так же решить с помощью такой теории многие проблемы практического использования этого уникального природного явления.

При разработке новых микроскопических теорий различных видов электрических проводимостей (ионной и электронной проводимостей, дырочной проводимости полупроводников и проводимости тока смещения), а также ферромагнетизма, парамагнетизма, диамагнетизма и сверхдиамагнетизма следует отказаться от навязчивой идеи о существовании свободных электронов в различных проводниках как переносчиков электрической и магнитной или совместной электромагнитной энергии. Средой, передающей указанные виды энергий, является материя вакуума (эфир).

В качестве основной причины множества трудностей в понимании, в объяснении фактов и в создании приемлемой теории явления, пока еще называемого «сверхпроводимостью», можно считать именно то, что ученые-физики за электрическими и маг-

нитными явлениями почему-то «видят» исключительно только вещественные, корпускулярные носители энергии. Такая неправильная картина (модель) электрических и магнитных явлений создана и закреплена в науке авторитетными учеными давних лет, а так же когортой лауреатов Нобелевской премии за работы в области «сверхпроводимости» и не только ее. Не «сверхпроводимость» это, а сверхдиамагнетизм – диамагнетизм особенного рода!

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

1. Роковая ошибка Оннеса состоит в том, что нельзя измеренное гальванометром падение напряжения, то есть уменьшение разности электрических потенциалов на определенном участке проводника, выдавать за уменьшение электросопротивления, так как эти характеристики принципиально разных свойств. Уменьшение напряжения и снижение электросопротивления это не одно и то же. Из факта исчезновения напряжения (U=0) не следует, что при этом по проводнику все-таки протекает сверхбольшой ток неопределенной величины. Это вполне очевидно. Поэтому утверждение Оннеса, что придуманная и, по-видимому, очень желаемая им – «сверхпроводимость», есть реально существую-

щий эффект, является фальсификацией результатов эксперимента. В науке особенно недопустимо выдавать желаемое за действительное.

Имеющиеся сведения об экспериментах по измерению электрического тока в условиях криогенных температур доказывают, что, Оннесом и его сотрудниками, была обнаружена не «сверхпроводимость тока с нулевым сопротивлением», а, наоборот, переход проводников в состояние изолятора тока. Большое электросопротивление такого изолятора не сопровождается выделением тепла, так как его природа состоит в блокирующем противодействии току индуцируемым дианамагнитным полем вещества на входе тока в переохлажденный, в данном случае, металлический провод.

2. Необходимо решительно отказаться от весьма примитивных представлений о неких **свободных** электрических зарядах в телах (электронов 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.

3. Электрические заряды и их электрическое поле – это эффект поляризации электронной внутриатомной структуры. Электрический ток – направленная передача энергии электромагнитного 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 атомах 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, в 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, то есть электросопротивление происходит от названого М. Фарадеем [103] «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 что проводник становится не «сверхпроводником», а добротным диэлектриком, то есть изолятором. Превращение материалов при низких (закритических) температурах из состояния проводимости электричества в диэлектрическое состояние (в состояние изолятора с $R \to \infty$) экспериментально подтверждено многократно, например, в опытах, проводимых в институте физики полупроводников Сибирского отделения РАН Т.И. Батуриной [126] с сотрудниками, а также другими исследователями «сверхпроводимости». [127, 128]

8. Физическая природа не «сверхпроводимости», а сверхдианамагничиваемости 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, то ток прекращается и поэтому электрическое поле исчезает, а независимое от тока поле сильной дианамагниченности вещества остается. Это и есть переход проводника в диэлектрическое и сверхдианамагниченное состояние – субмикроструктурный переход третьего рода.

9. Переход проводника под влиянием обычного магнитного поля в сверхдианамагниченное состояние, есть превращение проводника в сверхдиэлектрик. Происходит это 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 сверхдианамагничиваемость, которую необоснованно называют «сверхпроводимостью» электрического тока. 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 сверх-

тока в материале от действия внешнего постоянного магнитного поля, противоречат фактам, законам физики и, следовательно, ошибочны.

12. Так как «сверхпроводимости электрического тока без сопротивления» не существует, то, очевидно, все «научные теории» этого несуществующего (виртуального, мнимого) феномена не состоятельны, ошибочны, антинаучны и противоестественны.

В отношении научных теорий и отдельных наук наш соотечественник, один из разработчиков существующей теории «сверхпроводимости», академик АН СССР Л.Д.Ландау утверждал, что «науки делятся на естественные, неестественные и противоестественные» [42.С.253]. Очевидно, что все теории несуществующей «сверхпроводимости» являются и неестественными, и противоестественными. Такими «теориями», в частности, являются объяснения «сверхпроводимости» Оннесом, теория братьев Лондонов, теория Бардина-Купера-Шриффера (теория БКШ), ψ-теория сверхпроводимости Гинзубрга-Ландау и других разработчиков различных аспектов современной «науки о сверхпроводимости».

Давно пора отказаться от утопической идеи «сверхпроводимости электрического тока» и всерьез изучать реальное явление сверхдианамагничиваемости веществ при низких и повышенных температурах. При этом очевидно, что явление сверхдианамагничиваемости и изоляции необходимо рассматривать не как свойство «сверхпроводимости» или как сопутствующий «сверхпрово-

димости» эффект, а как другое и вполне самостоятельное магнитное явление перехода вещества в сверхдианамагниченное состояние с очень большим дианамагнитным электросопротивлением и изоляцией электрического тока.

13. Предлагается рассматривать явление сверхдианамагничиваемости, а не «сверхпроводимости», любого вещества как процесс магнитного превращения III-го рода в условиях закритически низких температур и воздействия статическим электрическим или постоянным магнитным полем. Создаваемая теория сверхдиамагнетизма должна быть теорией электро- и магнитостатических полей.

14. На основе предложенной модели сверхдиамагнетизма можно получить комнатнотемпературные, но не «сверхпроводники», а сверхдиамагнетики. Основные принципы будущей нанотехнологии сверхдианамагничивания веществ при нормальных температурах автором разрабатываются.

15. Вполне вероятно, что с помощью новых физических представлений и теории сверхдианамагничивания 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.

16. Вот еще один аргумент общего свойства в пользу научной точки зрения автора этой публикации. История науки показала, что любая научная проблема, не решенная учеными физиками всего мира в течение более 100 лет, вполне вероятно является ложной. К таким проблемам относится, в частности, проблема «сверхпроводимости». Решение этой проблемы впервые предложено автором в [106] и в других его публикациях. Это решение мнимой научной проблемы «сверхпроводимости» электрического тока состоит по существу в опровержении и забвении теории несуществующей «сверхпроводимости» и в развитии теории реальной сверхдианамагничиваемости веществ.

Этот вывод следует и из результатов некоторых относительно успешных попыток использования «сверхпроводимости» в создаваемых супертомографах, наиболее мощных магнитных ускорителях заряженных частиц вещества, электродвигателях и генераторах электрического тока, в магнитных подвесах транспортных средств и т.д. тем, что во всех этих случаях, так называемым, рабочим телом (основным фактором) является не «сверхток сверхпроводимости», а присущая сверхдианамагничиваемость материалов при закритически низких для них температурах.

Разработка теории сверхдианамагничиваемости тел с силой на много большей, чем у внешнего намагничивающего магнитного поля, позволит «осветить путь практике» и вскоре получить

прорывные технические решения для создания уникальной техники будущего.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрикосов А. А.* Определение величины диэлектрической проницаемости и нормальной проводимости сверхпроводников. Доклады Академии Наук СССР, Том 86, 1952. С.43-46

2. *Аверин И. А., Печерская Е. А., Соловьев В. А.* Исследование электрофизических свойств сегнетоэлектриков: системные связи и закономерности: Монография. – Пенза: ПГУ, 2009. 132 с.

3. *Азбель М.Я.* Об определении диэлектрической постоянной сверхпроводников. Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). Т. 29, вып.5(11), 1955. С. 705-707.

4. *Аркадьев В. К.* Избранные труды. – М.: Изд-во Академии наук СССР, 1961. 331 с.

5. *Бардин Дж.*, *Шриффер Дж.* Новое в изучении сверхпроводимости: Пер. с англ. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962. 171 с.

6. *Белонучкин В. Е., Заикин Д. А., Цепенюк Ю. М*. Курс общей физики. Основы физики. Учеб. пособие для вузов. В 2 т. Т.II. Квантовая и статистическая физика. Термодинамика / Под ред. Ю. М. Цепенюка. – 2-е изд., испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 608 с.

7. *Бельский А. Б., Ковалев В. В., Ковалев В. Г. и др*. Лазерные материалы. Высокотемпературная сверхпроводимость магнитокерамических материалов / Под ред. д. ф.-м. наук М. А. Савченко. – М.: изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. 277 с.

8. *Бельский А. Б., Гиндин П. Д., Ковалев С. В. и др.* Лазерные наноматериалы и технологии. Механизмы обменного усиления магнон-электронных и магнон-фононных взаимодействий в ВТСП и ядерные спиновые волны / Под ред. М. А. Савченко. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. 221 с.

9. *Бертинов А. И.*, *Бут Д. А.*, *Мизюрин С. Р.* и др. Специальные электрические машины. (Источники и преобразователи энергии): Учеб. пособие. – М.: Энергоиздат, 1982. 552 с.

10. *Боголюбов Н. Н.* О новом методе в теории сверхпроводимости. – Дубна: ОИЯИ, 1957. 16 с.

11. *Боголюбов Н. Н.*, *Толмачев В. В.*, *Шарков Д. В.* Новый метод в теории сверхпроводимости. – М.: АН СССР, 1958. 158 с.

12. *Боголюбов Н. Н.* Собрание научных трудов. В 12-ти т. Т.8. Теория идеального Бозе-газа, сверхтекучести и сверхпроводимости, 1946-1992 / ред. А. Д. Суханов. – М.: Наука, 2007. 642 с.

13. *Боголюбов Н. Н.* (мл.), *Ермаков А. Н.*, *Курбатов А. М.* К вопросу о существовании сверхпроводимости и ферромагнетизма. – Дубна: ОИЯИ, 1976. 21 с.

14. *Большанина М. А.* Сверхпроводимость. – Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1972. 105 с.

15. *Бондарев Е. В., Спирин Г. Г.* Курс общей физики: Учеб. пособие. – М.: Высш. школа, 2005. – 560 с.

16. *Боронин В. Н.*, *Коровкин Н. В.*, *Кузнецов И. Ф.* Теоретические основы электротехники: Электромагнитные характеристики сверхпроводников: Учеб. пособие. – СПб.: СПбГПУ, 2003.

108 с.

17. *Бояджиев Т. Л., Семерджиева Е. Г., Шукринов Ю. М.* Эквивалентные джозефсоновские контакты. – Дубна: [б.и.], 2006. 9 с.

18. *Бублейников Ф. Д.* Джемс Клерк Максвелл (1831-1879). – М.: Изд-во «Знание», 1960. 49 с.

19. *Буккель Вернер.* Сверхпроводимость. Основы и приложения. Перевод с англ. – М.: «Мир», 1975. 366 с.

20. Васильев А. М. Классическая электродинамика. Краткий курс лекций: Учеб. пособие. Изд. 2-е, стер. – СПб.: БХВ – Петербург, 2010. 288 с.

21. *Варламов А. А., Ларкин А. И.* Теория флуктуаций в сверхпроводниках: Монография. – М.: Добросвет: КДУ, 2007. 557 с.

22. *Вильф Ф. Ж*. Опусы теоретической физики. Сверхпроводимость. – М.: ООО «Фаэтон», 2006. 336 с.

23. *Вильф Ж. Ф*. Особенности движения электронов сверхпроводящего металла: Учеб. пособие. – М.: МИЭМ, 1993. 74 с.

24. *Волков Б. А.*, *Гинзбург В. Л.*, *Копаев Ю. В.* О сверхмагнетизме в модели со спонтанными токами // Письма в ЖЭТФ. Т. 27. Вып. 4. – М., 1978. С. 221–226.

25. *Винецкий В. И.*, *Каширина Н. И.*, *Пашицкий Э. А.* Биполярные состояния в ионных кристаллах и проблема высокотемпературной проводимости. – Киев: Ин-т полупроводников, 1991. 31 с.

26. *Габович А. М.*, *Моисеев Д. П.* Сверхпроводимость в обобщенной модели «желе». – Киев: Ин-т физики, 1980. 30 с.

27. *Геворкян С. Г.*, *Добровольский Н. М.* Разрушение метастабильного сверхпроводящего состояния мелкодисперсных коллоидов олова при облучении рентгеновскими лучами. – Ереван: Изд-во АН АрмССР. 1989. 28 с.

28. *Гинзбург В.Л.* Современное состояние теории сверхпроводимости. Успехи физических наук. Т.42, вып.2, с. 176-219. Т.42, вып.3, с.333-361.

29. *Гинзбург В. Л.* Сверхпроводимость. – М., Л.: Изд. АН СССР, 1946. 204 с.

30. *Гинзбург В. Л., Андрюшин Е. А.* Сверхпроводимость. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Альфа-М, Фонд успехи науки, 2006. 110 с.

31. *Гинзбург В. Л.* О сверхпроводимости и о сверхтекучести. Автобиография: Сборник статей и выступлений. В.Л. Гинзбург. – М.: Изд. физ.-мат. литературы, 2006. 228с.

32. *Гинзбург В. Л., Савицкая Н. Е.* Лавины магнитного потока и самоорганизационная критичность в дискретных сверхпроводниках. – Гатчина: Изд-во Петерб. ин-та ядерной физики РАН, 2007. 157 с.

33. *Глебов В. Л., Лаверик Ч., Шахтарин В. Н.* Электрофизические проблемы исследования сверхпроводимости. – Л.: Наука, 1980. 255 с.

34. *Григорович В. К.* Периодический закон Менделеева и

электронное строение металлов. – М.: Наука, 1966. 286 с.

35. *Григорович В. К.* Металлическая связь и структура металлов. – М.: Наука, 1988. 296 с.

36. *Григорович В. К.* Электронное строение и термодинамика сплавов железа. – М.: Наука, 1970. 292 с.

37. *Григорович В. К.* Жаропрочность и диаграммы состояния. – М.: Металлургия, 1969. 324 с.

38. *Давыдов А. С.* Высокотемпературная сверхпроводимость. – Киев: Наукова думка, 1990. 176 с.

39. *Демидченко В. И.* Физика: Учебник. – Ростов-на-Дону: Изд-во «Феникс», 2008. 508 с.

40. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс физики: Учеб. пособие для студентов ВУЗов / А. А. Детлаф. – 6-е изд., стер. – М.: Изд. центр «Академия», 2007. 720с.

41. *Дмитренко И. М.* В мире сверхпроводимости. – Киев: Наукова думка, 1981. 194 с.

42. *Душенко К.В.* Мысли, афоризмы и шутки знаменитых мужчин. 3-е изд., доп. – М.: Изд-во ЭКСМО; Наука, 2005. – 688 с.

43. *Зайцев Р. О., Орлов В. Г.* Введение в теорию сверхпроводимости: Учеб. пособие. – М.: МФТИ, 1935. 108 с.

44. *Зайцев Р. О., Иванов В. А., Михайлова Ю. В.* Сверхпроводимость в модели Хаббарда. – М.: ЦНИИатоминформ, 1988. 36 с.

45. *Зайцев Р. О.* Теория высокотемпературной сверхпроводимости. – М.: МФТИ, 1993. 81 с.

46. *Зеликман М. А.* Физика конденсированного состояния вещества. Основы физики сверхпроводников: Учеб. пособие. – СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2002. 92 с.

47. *Зисман Г. А.*, *Тодес О. М.* Курс общей физики: Учеб. пособие. Т. II. 2-е. изд. М.: Наука, 1965. 366 с.

48. *Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В.* Тепловые приемники излучения на основе тонкослойных структур металл-сегнетоэлектрик-металл: Монография. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. 79 с.

49. *Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В.* Термостимулированные токи в несимметричной сэндвичной структуре металл-сегнетоэлектрик-металл: Монография. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2007. 67 с.

50. *Игумнов В. Н.* Основы высокотемпературной криоэлектроники: Учеб. пособие. – Йошкар-Ола: МарГТУ, 2006. 188 с.

51. *Ильичев В. И., Савченко М. А., Стафанович А. В.* Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. – М.: Наука, 1992. 166 с.

52. *Каганов М. И.*, *Филатов А. П.* Поверхность Ферми. – М.: Знание, 1969. 64 с.

53. *Канарев Ф.М.* Начала физхимии микромира. Монография. – Краснодар: 1050 с. *http://kubsau.ru*

54. *Кинген А. С., Локшин Г. Р., Ольхов О. А.* Курс общей физики. Основы физики: Учеб. пособие для вузов. В 2-х т. Т.1. Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волно-

вая оптика / Под ред. А. С. Кингсена. – 2-е изд., испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 704 с.

55. *Корсуновский М. И.* Оптика. Строение атома. Атомное ядро. – М.: Наука, 1964. 527 с.

56. *Киржниц Д. А.*, *Максимов Е. Г.*, *Хомский Д. И.* Диэлектрический формализм в теории сверхпроводимости: Препринт. – М., 1973. 34 с.

57. *Кравченко В. Ф.* Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 280 с.

58. *Кресин В. З.* Сверхпроводимость и сверхтекучесть. 2-е изд., перераб. – М.: Наука, 1978. 190 с.

59. *Кулик И. О.* Слабая сверхпроводимость: Препринт. – Свердловск: ИФМ, 1978. 68 с.

60. *Курчатов И. В*. Собрание научных трудов: в 6 томах. Т.1. Ранние работы. Полупроводники. Диэлектрики. Сегнетоэлектрики / отв. ред. тома Н. А. Черноплесков; сост. Р. В. Кузнецова [и др.]. – М.: Наука, 2007. 575 с.

61. *Ландау А. Д.* Собрание трудов. В 2 томах. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 904 с. (Т.1.496 с. Т.2.408 с.)

62. *Ландау Н. Л.* Резистивные явления в сверхпроводниках I рода. Автореф. докт. дис. – М.: ИФП АН СССР, 1979. 22 с.

63. *Лебедев Т. А., Федюкин В. К.* Переход металлов в сверхпроводящее состояние как фазовый переход второго рода // Машиностроение: Науч.-техн. конф.; Тез. докл. – Л.: ЛПИ, 1968. С.

20.

64. *Лебедев Т. А.*, *Федюкин В. К.* Некоторые вопросы металловедения сверхпроводников // Машиностроение: ЛПИ. № 314, – Л.: Машиностроение, 1970. С. 140–145.

65. *Лебедев Т. А.*, *Федюкин В. К.* Металловедение сверхпроводников: Конспект лекций. – Л.: ЛПИ, 1971. 42 с.

66. *Леденев А.Н.* Физика. В 5 кн. Кн. 3. Электромагнетизм. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 192 с.

67. *Ленин В. И.* Материализм и эмпириокритицизм. Критические заметки об одной реакционной философии. – М.: Политиздат, 1989. 508 с.

68. *Линтон Э. А.* Сверхпроводимость. – М.: «Мир», 1971. 262 с.

69. *Лыков С. Н.* Сверхпроводимость полупроводников / Под ред. И. П. Ипатовой. – СПб.: Наука, 2001. 104 с.

70. *Максвелл Д. К.* Трактат об электричестве и магнетизме. В 2-х томах. Т.2. – М.: Наука, 1989. 436 с.

71. *Максвелл Д. К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Гос. Изд. Технико-теоретической литературы, 1954. 687 с.

72. *Матвеев А. Н.* Электричество и магнетизм: Учеб. пособие. – М.: «ОНИС 21 век», «Мир и образование», 2005. 465 с.

73. *Мацуцин А. А.* Развитие основных представлений теории сверхпроводимости: Учеб. пособие. – Владивосток: Изд-во ДВГТУ, 2006. 136 с.

74. *Мейлихов Е. З.* Общая физика сверхпроводников: Учеб. пособие. М.: МФТИ, 2003. 83 с.

75. *Мейпл М., Фишер Э., Джонсон Д. и др.* Сверхпроводимость в тройных соединениях. Сверхпроводимость и магнетизм: Пер. с англ. / Под ред. М. Мейпла и Э. Фишера. – М.: Мир, 1985. 392 с.

76. *Миткевич В.Ф.* Магнитный поток и его преобразования. – М.: Изд. АН СССР. 1946. – 357 с.

77. *Монозон Б. С.* Сверхпроводимость – квантовый эффект и его техническое применение: Учеб. пособие. – СПб.: СПбГИТУ, 1999. 48 с.

78. *Морозов А. И.* Высокотемпературная сверхпроводимость. Предлагаемые механизмы: Учеб. пособие. – М.: МИРЭА, 1996. 58 с.

79. *Мнеян М. Г.* Сверхпроводники в современном мире. – М.: Просвещение, 1991. 159 с.

80. *Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н.* Российская физика Нобелевского уровня. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 227 с.

81. *Нивен У.* Жизнь и научная деятельность Дж. К. Максвелла / Пер. с англ. М. Л. Левина. – Новгород: ИПФ РАН, 1998. 68 с.

82. *Павлов Ю. М., Шугаев В. А.* Сверхпроводимость / Под ред. А. С. Дмитриева. – М.: Моск. энерг. ин-т, 1988. 48 с.

83. *Пашицкий Э. А.* Сверхпроводимость и сверхтекучесть в природе и технике. – Киев: Знание, 1978. 47 с.

84. *Педан А. Г.* Сверхпроводимость и зарядово-упорядоченное состояние систем с локализованными центрами спаривания: Автореф. дис. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. – Харьков, 1984. 15 с.

85. *Печерская Е. А*. Методы и средства исследования активных диэлектриков для наноиндустрии: системный подход : Монография. – Пенза: ИИЦ ПГУ, 2008. 129 с.

86. *Протодьяконов М. М.* Свойство породообразующих минералов и их электронное строение. – М.: Наука, 1965. 88 с.

87. *Протодьяконов М. М.* Свойства и электронное строение породообразующих минералов. – М.: Наука, 1969. 206 с.

88. *Протодьяконов М. М.* Гипотеза о строении электронных оболочек атомов и молекул. – М.: ИГД ИН СССР, 1957.

89. *Роуз-Инс А.*, *Родерник Е.* Введение в физику сверхпроводимости. – М.: Мир, 1972. 272 с.

90. *Родионов А. А*. Генерация акустических волн и аномалии упругих модулей в сегнетоэлектриках и сегнетомагнетиках: Монография. – Курск: Курский гос. техн. ун-т, 2006. 153 с.

91. *Родионов А. А., Игнатенко Н. М.* Упругие и неупругие явления в сегнетоэлектриках в области линейного отклика: Монография. – Курск: Курский гос. техн. ун-т, 2006. 170 с.

92. *Романов Е. Г*. К вопросу о «проблеме комнатнотемпературной сверхпроводимости». – М.: [б.и.], 2008. 19 с.

93. *Рыдник В. И.* Электроны шагают в ногу или история сверхпроводимости. – М.: Знание, 1986. 191 с.

94. *Савельев Н. В*. Основы теоретической физики: Учеб. руководство: для вузов в 2 т. Т.1. Механика и электродинамика. – 2-е изд., испр. – М.: Наука, 1991. 496 с.

95. *Савельев И. В.* Курс общей физики. В 3-х тт. Т.2. Электричество и магнетизм. Оптика. 10-е изд., стер. – СПб.: Изд-во «Лань», 2008. 496 с.

96. *Савицкий Е. М.*, *Барон В. В.*, *Ефимов Ю. В.* и др. Металловедение сверхпроводящих материалов. –М.: Наука, 1969. 265 с.

97. *Сан-Жам Д. и др.* Сверхпроводимость второго рода. – М.: Мир, 1970. 364 с.

98. *Сика З. К., Куркалов И. И., Петров Б. А.* Электродинамическая левитация и линейные синхронные двигатели транспортных систем. – Рига: Зинатне, 1988. 258 с.

99. Справочник машиностроителя. В 6-ти томах. Т.2. / Под ред. Н.С. Ачеркана. – М.: Машгиз, 1956. 740с.

100. *Тилли Д. Р., Тилли Дж*. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. – М.: Мир, 1977. 304 с.

101. *Ткаченко Н. П.* Сверхпроводимость и сверхтекучесть: Учеб. пособие для студ. МТУ. – М.: ИФВЭ, 1993. 169 с.

102. *Урман Ю. М., Бугрова Н. А., Палин Н. И.* О левитации диамагнитных тел в магнитном поле. // Журнал технической физики, 2010, том 80, вып. 9. С. 25-33.

103. *Фарадей М.* Экспериментальные исследования по электричеству. В 2-х тт. Т.1. – Л. – М.: Изд-во АН СССР, 1947. 848 с.

104. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т.5. Электричество и магнетизм. – М.: Изд-во «Мир», 1977. 420 с.

105. *Федюкин В. К.* О материи простейших структур и физико-философских выводах из ее признания. – Л.: ЛВИКА им. А. Ф. Можайского, 1965. 117 с.

106. *Федюкин В. К.* Не сверхпроводимость электрического тока, а сверхнамагничиваемость материалов. – М.: КНОРУС, 2008. 120 с.

107. *Федюкин В. К.* Основы альтернативной теории «сверхпроводимости»: Препринт. – СПб.: СПбГИЭУ, 2009. 123 с.

108. *Федюкин В. К.* Сверхдианамагничиваемость, а не сверхпроводимость электрического тока / Вестник инженерно-экономического университета. Технические науки. Выпуск 8 (35). – СПб.: СПбГИЭУ, 2009. с. 15-26.

109. *Федюкин В. К.* Сверхпроводимости электричества не существует, а есть метастабильное сверхдианамагничивание веществ: Монография. – Старый Оскол, 2010. 180 с.

110. *Федюкин В. К.* Опровержение теории «сверхпроводимости» электрического тока: Препринт. – СПб.: СПбГИЭУ, 2010. 78 с.

111. *Френкель Я. И.* Сверхпроводимость. – М.; Л.: ОНТИ, 1936. 19 с.

112. *Хейке Камерлингъ-Оннесъ.* Изследованія свойствъ тѣлъ при низкихъ температурахъ, приведшія, между прочимъ, къ при-

готовленію жидкого гелія. - Петроградъ: Типогр. «Печатный Трудъ», 1914. – 30 с.

113. *Хейке Камерлинг-Оннес*. Нобелевская лекция, прочитанная 13 декабря 1913 года./ Лауреаты Нобелевской премии по физике: Биографии, лекции, выступления. Т.1. 1901-1950. –СПб: Наука, 2005. – 688 с.

114. *Ципенюк Ю. М.* Физические основы сверхпроводимости: Учеб. пособие для вузов. – М.: Изд-во МФТИ, 2003. 158 с.

115. *Шаляпин А. Л., Стукалов В. И*. Введение в классическую электродинамику и атомную физику. – Екатеринбург: Изд-во УМЦ УПИ, 2006. 490 с.

116. *Шабло А. А.* Квантование магнитного потока в сверхпроводящих микроцилиндрах: Автореф. дис. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. – Харьков, 1978. 19 с.

117. *Шагинян В. Р., Попов К. Г*. Теория высокотемпературной сверхпроводимости и аномального поведения металлов с тяжелыми фермионами. – Сыктывкар: Коми науч. центр УрО РАН, 2006. 143 с.

118. *Шерматов Э. Ю*. Сверхпроводимость и память человека. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2006. 171 с.

119. *Шенберг Д.* Сверхпроводимость. – М.: Изд-во ин.лит., 1955. 288 с.

120. *Шмидт В. В*. Введение физики сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: МЦОМО, 2000. 402 с.

121. *Шнайдер Т., Зингер Дж. М.* Фазовые переходы и высо-

котемпературная сверхпроводимость: универсальные свойства купратных сверхпроводников / Пер. с англ. Ш. Б. Абдулвагидова. Под ред. чл.-корр. РАН И. К. Комилова. – Махачкала: Инс-т физики Дагестанского научного центра РАН, 2007. 498 с.

122. *Шриффер Дж.* Теория сверхпроводимости. – М.: Наука, 1970. 311 с.

123. *Явелов Б. Е.* Ранняя история сверхпроводимости, 1911–1935 гг.: Автореф. дис. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. – М., 1985. 9 с.

124. *Яворский Б. М., Селезнев Ю. А.* Справочное руководство по физике. – М.: Наука, 1975. 624 с.

125. *Яковлев В. П., Мишин Г. И.* Металлические стекла-сверхпроводники: Препринт. – Л.: Физ-техн. ин-т АН СССР, 1991. 23 с.

126. *Arkadiev V.* A floating magnet. // Nature № 4062. V. 160. London. 1947. P.330.

127. *Vinocur V. M., Baturina T. I., Fistul M. V., Mironov A. Y., Baklanov M. R., Strink Ch.* Superisulator and quantum synchronization. // Nature, London, 2008. V. 452. P. 613–615

128. *Geim A.* Everyone’s Magnetism. //Physics Today, September, 1998.

129. *De Nobel J.* The Discovery of Superconductivity. / Physic Today. September 1996. Volume 49, Number 9. P.40-42.

130. *De Ouboter R.B.* Heike Kamerlingh-Onnes’s Discovery of Superconductivity. / Scientific American, Volume 276, Issue 3, March

1997. P.98-103.

131. *Kamerlingh-Onnes H.* On the Sudden Change in the Rate at Which the Resistance of Mercury Disappears. / Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 1911, p.124.

132. *Kamerling-Onnes H.* Further Experiments with Liquid Helium.D. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metals at very low Temperatures.V. The Disappearance of the resistance of mercury./Communication from the Universitety of Leiden by H.Kamerling-Onnes N 122b (Preprint). 1911. P. 81-83.

133. *Kamerling-Onnes H., Tayn W.* Further experiments with liquid holiym… , Proc. Acad. Sci. Amsterdam. V.25.1923. P. 443-444.

134. *London F., London H.* Supraleitung and diamagnetismus./Physica. V.2.N.4. 1935. P. 341-354.

135. *London F.* Une conception nouvell de la supraconductibilite./Aitualites Scientifiques et Industrielles. №458. Exposes de physique theorique. XV. Paris. 1937.80p.

136. *London F.* On the Problem of the Molecular Theory of Superconductivity./Physical Review. V.74.N.5. 1945. P. 562-573.

137. *London F.* Superfluids. Macroscopic theory of superionductivity. – New York, 1950.161p.

138. *Meissner W., Ochsenfeld R.* Fin neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. Die Naturwissenschaften. J.21,N.44, 1933.P. 787-788.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 3
ВВЕДЕНИЕ 7
1. НЕРЕШАЕМАЯ ПРОБЛЕМА «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ» ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА 12
2. ФАКТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИИ 29
2.1 Первые опыты Оннеса 29
2.2. Анализ существующих объяснений эффекта «сверхпроводимости» электричества 43
2.3. Эффекты, обнаруженные Оннесом и Б. Д. Джозефсоном 65
2.4. Опыты В. Мейсснера и Р. Оксенфельда 70
2.5. К вопросу о физическом смысле «эффекта Мейсснера» 74
2.6. Диамагнитная левитация не по причине «сверхпроводимости» электрического тока 89
2.7. Обратный переход тел от сверхдианамагниченности к исходному состоянию 101
2.8. Новый подход к развитию полевой теории электрического тока и намагничиваемости тел 105
3. КРАТКИЙ АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ТЕОРИЙ «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ» ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА 120
3. КРАТКИЙ АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ТЕОРИЙ «СВЕРХПРОВОДИМОСТИ» ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА 121

3.1. Понятия об электрических зарядах, электрическом токе и электросопротивлении проводников 121
3.2. Неадекватность гипотезы о физической природе электрической «сверхпроводимости»..... 134
3.3. Краткий анализ феноменологических теорий «сверхпроводимости»..... 151
3.4. Термодинамика и «сверхпроводимость» 170
3.5. Термодинамика фазового перехода тел к сверхдианамагничиваемости 174
3.6. О недостоверности объяснений возникновения «сверхпроводимости» электродинамической индукцией «сверхтока» 183
3.7. О квантово-механическом объяснении явления «сверхпроводимости»..... 207
3.8. Представление о внутриатомном возникновении диамагнитного сопротивления веществ электромагнитному полю225
3.9. К вопросу о макроскопической теории электрического сопротивления проводников и изоляторов 242
4. ВВЕДЕНИЕ В СУБМИКРОСКОПИЧЕСКУЮ (ВНУТРИАТОМНУЮ) ТЕОРИЮ СВЕРХДИАМАГНЕТИЗМА 256
4.1. Анализ планетарной модели атома..... 256
4.2. Непланетарные модели атома..... 264
4.3. Уточненная модель структур атомов и их связей 274

4.4. Еще немного о внутриатомной природе магнитных свойств веществ 287
4.5. Основы магнитостатической теории сверхдиамагнетизма 299
4.6. О смешанной (переходной) фазе сверхдиамагнетизма 316
4.7. Задача создания материалов с большой сверхдианамагничиваемостью при естественных и повышенных температурах 328
4.8. О практическом использовании сверхдиамагнетизма 347
4.9. Ложные «сверхпроводники» 360
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 373
ЛИТЕРАТУРА 384

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Федюкин Вениамин Константинович

dept.kukim@engec.ru

ТЕОРИЯ СВЕРХДИАНАМАГНИЧИВАЕМОСТИ ВЗАМЕН ОШИБОЧНОЙ ТЕОРИИ СВЕРХЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ ТЕЛ

Монография