

К 100-летию открытия  
Г. Камерлинг-Оннеса

**Федюкин В.К.**

**СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА НЕ СУЩЕ-  
СТВУЕТ, А ЕСТЬ МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СВЕРХДИНА-  
МАГНИЧИВАНИЕ ВЕЩЕСТВ**

Санкт-Петербург  
2009

УДК 338.945:530.1  
ББК 31.232я73  
М 73

Федюкин В.К. Сверхпроводимости электричества не существует, а есть метастабильное сверхдиамагничивание веществ. Изд. 2-е испр. и дополн. – СПб.: СПбГИЭУ, 2009. –

Выполнен анализ основных экспериментов, их интерпретаций и множества теорий так называемой «сверхпроводимости электрического тока» в металлах и других твердых телах при низких (криогенных) температурах. Показана ошибочность представлений о «сверхпроводимости». Доказывается, что явление, названное Камерлинг-Онессом сверхпроводимостью, не является таковым и оно не обусловлено невероятной сверхтекучестью электронов в теле. Утверждается, что обнаруженное К-Онессом явление есть метастабильная диаполяризация электронной структуры атомов и, как следствие этого, сверхдиамагничность всего тела. Изложена оригинальная модель микроскопической теории сверхмагнетизма. Разрабатываемый автором подход к созданию новой теории сверхдиамагничиваемости веществ при низких закритических температурах представляется более адекватным физической природе этого явления, что очевидно позволит решить многие принципиальные вопросы науки и практики использования сверхдиамагнетизма в технике будущего.

Для инженерно-технических, научных работников, аспирантов и студентов, занимающихся или интересующихся проблемами физики и технологий производства новой техники.

© СПбГИЭУ, 2009

© Федюкин Вениамин Константинович  
тел. раб. (812)766-01-10  
e-mail: [kaf16@engec.ru](mailto:kaf16@engec.ru)

## Annotation

The analysis of basic experiments and their interpretation and plenty theories of so-called “superconductivity of electrical current” in metals and other solids under low (cryogen) temperatures are presented. The wrong ideas about superconductivity are shown. It is demonstrated here, that the phenomenon called by Kamerling-Oness as superconductivity is not the same one because it is not induced by improbable super-fluidity of electrons in the body. It is approved that discovered by Kamerling-Oness phenomenon is stable polarization of electron structure of atoms and as a sequence is super- magnetization of the body in the whole. It is proposed to consider this phenomenon as super- magnetization but not as superconductivity of electricity. The original model of microscopic theory of super- magnetism is presented here. Developed by author approach to creation of new theory of matter super-magnetization under low over critical temperatures seems to be more adequate to physical nature of this phenomenon. It is evident this theory will allow to solve various principled problems of science and practice for application of super-magnetic in future engineering.

This book means for engineers, scientists, post-graduate students and students who is interested in problems of physics and technology for new techniques.

Fediukin Veniamin Konstantinovich,  
Professor, DSc

Office phone: (812) 766-01-10

E-mail: [kaf16@engec.ru](mailto:kaf16@engec.ru)  
[dept.ukm@engec.ru](mailto:dept.ukm@engec.ru)

## Введение

Наука, как плод познавательной деятельности людей, не ограждена от ошибок. История науки знает много случаев ошибочного толкования и теорий сущности отдельных явлений и предметов. К числу таких противоречивых, непонятных и необъяснимых пока явлений относится так называемая «сверхпроводимость» электрического тока у различных материалов при очень низких температурах.

Прошло уже почти 100 лет с тех пор, как было обнаружено феноменальное физическое явление, названное его первооткрывателем Гейке 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 противоречивы и не «освещают 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 хочется, чтобы колоссальный энергетический эффект, ошибочно, по нашему мнению, названный «сверхпроводимостью», скорее получил широкое использование в производственной и потребительской практиках.

После первых публикаций К-Оннеса по вопросам «сверхпроводимости» прошло около 100 лет. Все эти годы была надежда, что будет предложена подходящая микроскопическая теория «сверхпроводимости». Однако этой надежде не суждено было осуществиться. Причиной отсутствия пригодной теории «сверхпроводимости» по-видимому является консерватизм мышления. Ученые 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» необходим нетрадиционный подход, принципиально иные идеи, другая парадигма.

Автору надоело ждать, когда такого рода новые идеи, другие взгляды на «сверхпроводимость» появятся, и он решил, как говорят «на свой страх и риск», перед наступлением 100-летнего юбилея «сверхпроводимости» представить научной общественности свое видение (понимание) того, что открыл К-Оннес в давнем 1911 году.

Автор вполне аргументировано доказал, что явление, впервые обнаруженное К-Оннесом, не есть сверхпроводимость электричества с сопротивлением движению энергии по проводнику равным нулю ( $R=0$ ). 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» («описывают») то, чего объективно нет в природе, а не то, что есть на самом деле.

В настоящей работе обосновывается факт того, что мы имеем дело не с эффектом сверхпроводимости, а с переходом материалов в сверхмагнитное, точнее, в сверхдиамагнитное состояние при температурах ниже критической. Возможно такое понимание явления, открытого К-Оннесом, поможет решить многие проблемные вопросы рассматриваемого перехода материалов в состояние сверхдиамагнетизма.

Название данной публикации немного изменено по сравнению с первым её изданием [62] и точнее выражает смысл основного результата выполненного автором исследования.

## 1. Факты и их интерпретации

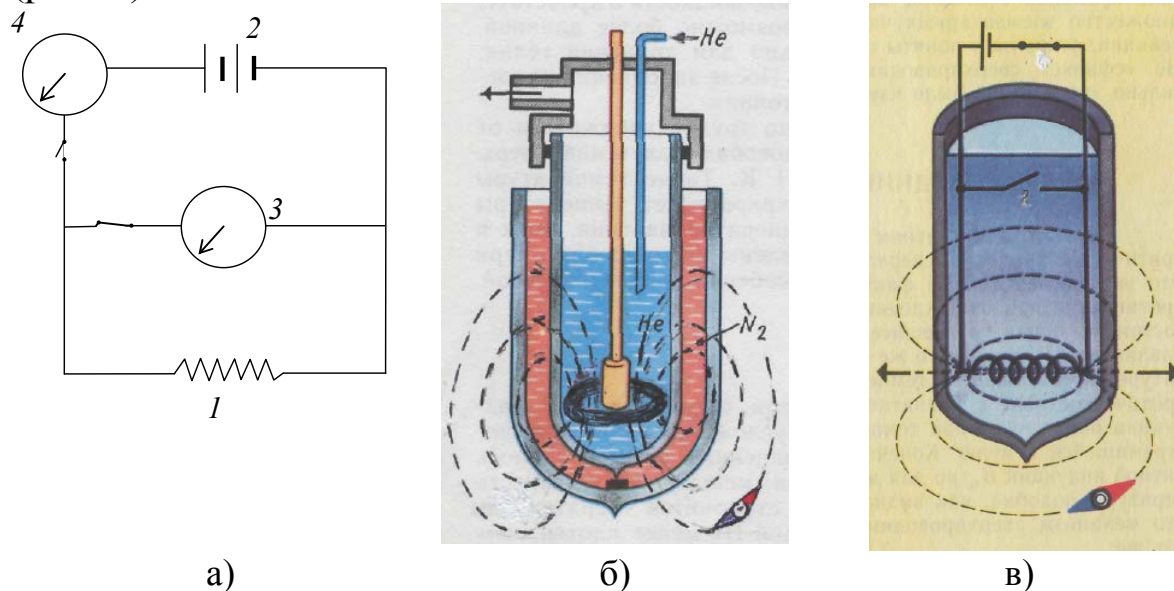
### 1.1. Опыты Камерлинг-Оннеса

С середины 19-го века было хорошо известно, что электросопротивление металлов уменьшается с понижением их температуры. Однако вплоть до начала 20-го века не было сведений о сопротивлении металлов электрическому току при сверхнизких температурах. Поэтому голландский исследователь Гейке Камерлинг-Оннес, работавший в Криогенной лаборатории города Лейдена, в 1908 г. получил жидкий гелий и решил исследовать изменение сопротивления электрическому току металлов при температурах жидкого гелия ниже  $4,2^{\circ}\text{K}$ . Результаты этих исследования платины и ртути К-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  $0^{\circ}\text{K}$ , К-Оннесом было высказано *предположение* о сверхпроводимости, в частности, твердой (закристаллизовавшейся) ртути, как наиболее чистого от примесей металла. Позднее в статье, написанной К-Оннесом к третьему Международному Конгрессу по низким температурам, состоявшемуся в сентябре 1913 г. в городе Чикаго, он написал: «Я уже склоняюсь к мнению, *высказанному Дюаром*, 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». **Предельные** значения уменьшения обычного электросопротивления при понижении температуры сплавов было известно, и объяснялось это наличием в них примесей. Считая, что только примеси препятствуют исчезновению сопротивления платины и, возможно, золота, К-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» [67, стр. 9-10].

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

Известно, что К-Оннес в первых своих опытах использовал *потенциометрический метод расчетного* определения величины электросопротивления, пропуская по платиновой проволоке, охлажденной до гелиевых температур, постоянный электрический ток. Позднее он стал использовать магнитометр для фиксации магнитного поля, а не электрического тока в «сверхпроводнике» (рис. 1).



а) б) в)

Рис. 1. Схемы обнаружения «сверхпроводимости»:

- а – обычная схема измерения малых электросопротивлений (1 – исследуемый проводник, 2 – источник постоянного тока, 3 – микровольтмер, 4 – миллиамперметр); б – измерение магнитного поля кольцеобразного образца; в – измерение магнитного поля замкнутого контура магнитометром (магнитной стрелкой)

Анализируя приведенные из литературы схемы обнаружения «сверхпроводимости», можно видеть, что они не являются доказывающими существование 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 бесконечно большой силой тока (см. закон Ома). Последствия короткого замыкания для проводника и источника постоянного тока (батареи или аккумулятора) когда  $R \rightarrow 0$  известны. При переходе проводника от нормальной проводимости ( $R > 0$ ) к «сверхпроводимости» ( $R = 0$ ), т.е. при резком падении электросопротивления ( $R \rightarrow 0$ ) так же резко должен возрасти электрический ток ( $J \rightarrow \infty$ ), а напряжение в сети от источника тока столь же интенсивно должно уменьшаться ( $U \rightarrow 0$ ). При резком увеличении силы тока, даже при аналогичном уменьшении удельного электросопротивления  $R$ , у реального провода плотность электрического тока увеличивается, а 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, одновременно – скачкообразно. Во-вторых, известно, что токи больше некоторого критического значения разрушают наведенную «сверхпроводимость». Поэтому, при  $R \rightarrow 0$  и  $J \rightarrow \infty$  «сверхпроводимость» не может возникнуть из-за закритического тока и при  $R = 0$  и  $J = \infty$  по той же причине «сверхпроводимость» не может существовать.

Почему-то считается, что электричество в проводнике, имеющем сверхнизкую температуру, может возникнуть (индуцироваться) и куда-то течь под воздействием **постоянного магнитного поля**. Это утверждение антинаучно, т.к. противоречит электродинамике и практике. Постоянное магнитное поле не индуцирует электрический ток. Оно может только намагничивать объект своего воздействия. Следовательно, в опытах с кольцами (схема «б», рис. 1) 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 бегать (течь) там даже в отсутствии внешнего индуцирующего магнитного поля, если по условиям эксперимента во всех точках кольца, допустим на мгновение, что действительно возникнет в кольце, то непременно **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 неумещающийся ток «сверхпроводимости» противоречит электродинамике 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.

**Внимание!** Вообще говоря, если измеряемое сопротивление проводника электрическому току равно нулю, т.е. электросопротивления нет, то это в первую очередь означает, что в проводнике нет электрического тока, и поэтому, нет искомого электросопротивления. Наличие же наведенного диамагнитного поля есть эффект диамагничивания 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 (логично) свидетельствует об отсутствии в проводнике электрического тока, а так же 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 так же биполярных и иных приборных транзисторов, с учетом их магнитной физической природы взаимодействия с электрическим током, вероятно позволит создать материалы со сверхдиамагнитивностью при комнатных и более высоких температурах.

Но вернемся к «сверхпроводимости» и подробнее рассмотрим опыты К. Оннеса. При потенциометрическом (косвенном) измерении (схема «а», рис. 1) электросопротивление рассчитывается по показаниям миллиамперметра и гальванометра (милливольтметра) используя известный закон 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, К-Оннесу не удалось измерить остаточное электросопротивление ртути при температурах ниже  $4,2^\circ\text{K}$ . Этот «нулевой» результат инструментального происхождения мог быть ошибочно воспринят Оннесом как полное отсутствие электросо-

противления у твердой ртути при ее глубоком переохлаждении до температур ниже  $4,2^{\circ}\text{K}$ .

В ряде литературных источников, например, в [16] и [65] приводится рассчитанная К-Оннесом зависимость электросопротивления ртути от уменьшения температуры (рис. 2).

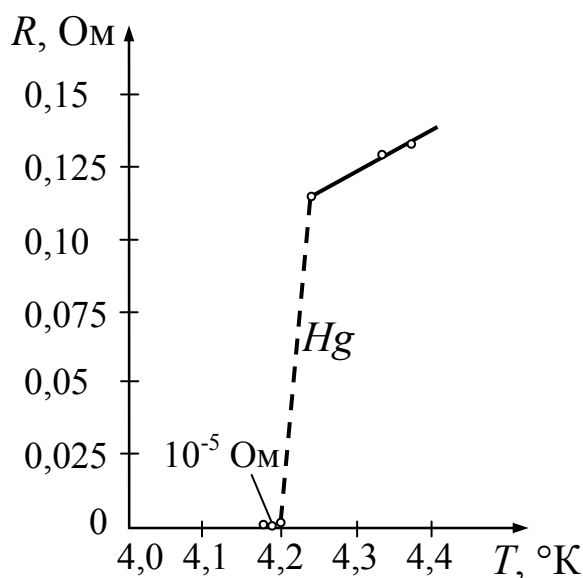


Рис. 2. Зависимость электросопротивления ртути по К-Оннесу (1911 г.)

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

Первоначально К-Оннес утверждал, что при критической температуре сопротивление току падает, по крайней мере, в  $10^6$  раз. Позднее сам К-Оннес и Р. Грассман показывали, что электросопротивление в «сверхпроводящем» состоянии составляет

меньше  $10^{-12}$  сопротивления образца непосредственно над точкой перехода. А еще позднее К-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 К-Оннеса и других ученых с кольцеобразными проводниками. Но «экспериментально установить, что электросопротивление равно нулю ( $\rho=0$ ), принципиально невозможно. Можно лишь утверждать, что значение  $\rho$  меньше некоторого значения, определяемого точностью измерения» [5, стр. 332-333].

Видимо зная, что способ прямого потенциометрического измерения электросопротивления недостаточно точен и сложен, К-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 сопровождается 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 К-Оннесом сверхпроводимостью электрического тока, а не сверхнамагничиваемостью.

Если же объективно, то есть по результатам измерений, изобразить на графике обнаруженный К-Оннесом эффект, то его следует строить (в отличие от рис. 2) в экспериментально измеряемых координатах: напряженность (сила) наведенного магнитного поля  $H$  (Э) – температура  $T$ , °К. В таком случае нельзя говорить об электрической сверхпроводимости – несопротивляемости

электрическому току. Наиболее вероятно, что обнаруженный эффект К-Оннеса является эффектом максимальной намагниченности или сверхнамагничиваемости. Вопрос о правильности, об адекватности названия эффекта К-Оннеса будет еще подробно рассматриваться в данной публикации.

В апреле–июне 1914 г. К-Оннес продемонстрировал, что якобы ток, возбужденный однажды в замкнутом контуре при температуре ниже критической температуры  $T_{кр}$ , °К не только «практически 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» [67, стр. 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 гг.). 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 100000 лет. В иностранной литературе имеются сведения о десятилетнем эксперименте с тем же результатом.

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

Проблема явления, названного сверхпроводимостью, актуальна в теоретическом и практическом отношениях. Поэтому не случайно Г. Камерлинг-Оннес еще в 1913 г. стал лауреатом Нобелевской премии за сжижение гелия и обнаружение эффекта «сверхпроводимости» [62], хотя его объяснение данного явления не соответствует действительности.

## ***1.2. Эффекты, обнаруженные К-Оннесом и Б.Д. Джозефсоном***

В работе [62] Я.И. Френкеля читаем: «Камерлинг-Оннесу пришлось в голову разрезать сверхпроводящее свинцовое кольцо, в котором был индуцирован электрический ток, и посмотреть, что

при этом получится. Казалось, что ток должен прекратиться; 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» [62, стр. 5]. В литературе почти не упоминается «знаменитый когда-то... опыт К-Оннеса со сверхпроводящим кольцом из свинца, в котором индуцированный ток не менялся при его рассечении» [62, стр. 18].

Много позднее К-Оннеса, т.е. в 1962 г., двадцати двух летний 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» [24]. Утверждается, что Джозефсоново туннелирование происходит при нулевой разности потенциалов электрического поля между двумя сверхпроводниками, разделенными диэлектриком, образуя сверхток

$$J = J_0 \sin(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где  $J_0$  – постоянная величина, а  $\varphi_{1,2}$  – фазы некоторой волновой функции тока энергии по разные стороны от туннельного перехода (энергетического барьера) [59]. 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 имеют энергию меньше  $E$ , а некоторая часть частиц обладает энергией  $E$  больше  $V$  ( $E > V$ ) и поэтому они «преодолевают барьер» с энергией преодоления (щели)  $V$  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  $\Delta E$ , так как измеряемая энергия (напряженность) магнитного поля по обе стороны материальной преграды (барьера) в виде диэлектрической прослойки между «сверхпроводниками» или зазора между ними и т.п. 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 и т.д. следует вывод о том, что в экспериментах К-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 и т.п. тоже не теряют и не уменьшают свои магнитные свойства. При этом, как и в случае со «сверхпроводниками», нет туннельного эффекта (туннелирования) каких-либо микрочастиц, нет преодолений барьеров магнитным полем, т.к. практически нет самих барьеров, в силу большой проницаемости магнитного поля.

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

Эффект Оннеса-Джозефсона имеет принципиальное и существенное значение для достоверной теории пока что загадочного явления, обнаруженного К-Оннесом в давнишнем 1911 году.

Проникновение электромагнитной энергии через «барьерные» контакты Оннеса-Джозефсона можно объяснить установившейся, в условиях критически низких температур, магнитной взаимосвязью элементов этих контактов.

### ***1.3. Опыты В. Мейсснера и Р. Оксенфельда***

В работе [24] 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 в 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, то есть **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 намагничиванием проводника при температурах ниже  $T_{кр}$ .

Аналогичное «замораживание» магнитного поля в полости сверхпроводящего оловянного шара было установлено (1935 г.) английскими исследователями К. Мендельсоном и И. Баббитом. 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». [62, стр. 9].

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

1. при переходе материала в особое состояние при температуре ниже критической ( $T_{кр}, ^\circ\text{K}$ ) 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).

#### ***1.4. Об «эффekte 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, обнаруженные им и Р. Оксенфельдом, а также в опытах с шаром К. Мендельсона и И. Баббита и других. Заметим сразу же то, что факт инструментального необнаружения магнитного поля внутри «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 поля в материале шара.

Считается, что В. Мейсснером и Р. Оксенфельдом *установлено, что при температуре ниже критической магнитное поле полностью выталкивается из сверхпроводника. Это предпологаемое явление называют теперь эффектом Мейсснера.* Указанное выше вытеснение или выталкивание магнитного поля (его силовых линий) из объема «сверхпроводника» проявляется, как утверждал К. Мейсснер, в увеличении напряженности результирующего магнитного поля во внешнем пространстве вблизи поверхности «сверхпроводника» [62]. Самопроизвольное выталкивание магнитного поля из «сверхпроводника» означает, что в нем магнитная индукция  $B$  равна нулю ( $B=0$ ). Принимая электросопротивление току сверхпроводимости, как считается, равным нулю ( $R=0$ ), то это эквивалентно утверждению, что и электрическое поле  $E$  в направлении тока тоже равно нулю ( $E=0$ ). При условии, что и индукция тока  $B=0$  и электрическое поле  $E=0$ , какой-либо электрический ток в проводнике не может течь, т.к. нет к этому причин. Поэтому направленного движения (проводимости) электронов при  $B=0$  и  $E=0$  в материале не может быть. Итак, в материале остается только одно «замороженное» магнитное поле  $H$ . Но если и оно (магнитное поле) выталкивается из сверхпроводника, то в нем вообще ничего не остается, что не соответствует действительности.

Утверждается, что «Мейсснер и Оксенфельд *обнаружили* не только отсутствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник, но и «выталкивание» поля из первоначально нормального образца, когда он охлаждается ниже температуры  $T_{кр}$ » [62, стр. 8] и якобы, поэтому увеличивается напряженность  $H$  вне «сверхпроводника».

В отношении эффекта Мейсснера существует множество вопросов. Например:

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» остается? Если внешнее поле выталкивается 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 [62]), то почему это *аннулирование* полей одновременно и *вытесняет* (выталкивает) прежде проникающее в «сверхпроводник» внешнее магнитное поле за пределы «сверхпроводника», усиливая тем самым магнитное поле вблизи его?

Я.И. Френкель в упомянутой выше работе [62] по поводу природы эффекта Мейсснера написал так: «...Находясь во внешнем магнитное 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, буду-

чи в «сверхпроводящем» состоянии, должно быть именно таким необычным, чтобы оправдать предположение Мейсснера о *выталкивании* магнитного поля из «сверхпроводника».

Соглашаясь с Я.И. Френкелем о диамагнитиваемости «сверхпроводников», необходимо утверждать, 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 (возникает), как утверждается, электрический ток «сверхпроводимости»?

3. Если магнитное поле 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» особого диамагнетизма, который, по Мейсснеру, не является перемагнитиванием, 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 вблизи его поверхности возникает и сохраняется, в отсутствие ранее приложенного магнитного поля  $H$ , значительное магнитное поле, связанное со «сверхпроводником».

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

Существует мнение о том, 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 ( $\Delta R$ ) висмута под влиянием магнитного поля составляет примерно 5%. Даже специальная висмутовая спираль, предназначенная для измерения силы магнитного поля, обладает невысокой точностью ( $\sim 2\%$ ) 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, 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, эксперимент с кольцом). 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 внутри «сверхпроводника» нет магнитного поля, а наоборот в нем создается сильное диамагнитное поле, выходящее за пределы «сверхпроводника» независимо от того проводит «сверхпроводник» в данном случае электрический ток или не проводит его.

Вышеизложенное является очередным аргументом в доказательстве того, что рассматриваемое состояние веществ, называемое «сверхпроводимостью» является по существу состоянием усиленного диамагнетизма, т.е. сверхдиамагнетизма [12].

### *1.5. Эксперимент В.К. Аркадьева*

В 1945 г. советский ученый В.К. Аркадьев предсказал и осуществил, знаменитый теперь опыт с «плавающим магнитом». Если постоянный магнит с полем  $H$  поместить на поверхность «сверхпроводникового» материала, то силовые линии этого магнита индуцируют (создают) в «сверхпроводнике» значительное и противоположно направленное магнитное поле  $H_c$ , которое создает отталкивающую силу, большую, чем сила тяжести магнита. Так постоянный магнит оказывается приподнятым и плавающим над «сверхпроводниковой» поверхностью, а по существу над сверхнамагниченной поверхностью. При этом очевидно, что  $H_c > mg$ , где  $m$  – масса магнита,  $g$  – ускорение силы тяжести (веса).

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 в виде полусферы или чаши. Чаша была изготовлена из немагнитного в нормальных условиях, но «сверхпроводящего» 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 ниже дна чаши. Чаша, охлаждалась до температуры  $T_{кр}$ , находясь в среде газообразного гелия и в непосредственной близости к жидкому гелию. После перехода свинцовой чаши в «сверхпроводящее» состояние, т.е. когда свинец становится «сверхпроводником», в нее опускали маленький постоянный магнит прямоугольной формы, который зависал над дном

чаши на расстоянии примерно 1,5 см. На фотографии рис. 3 приведен вид эксперимента с плавающим магнитом.

Заметим, что в экспериментах Аркадьева и К-Онесса 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 и К-Онессом эффектов имеет не электрическую, а магнитную сущность

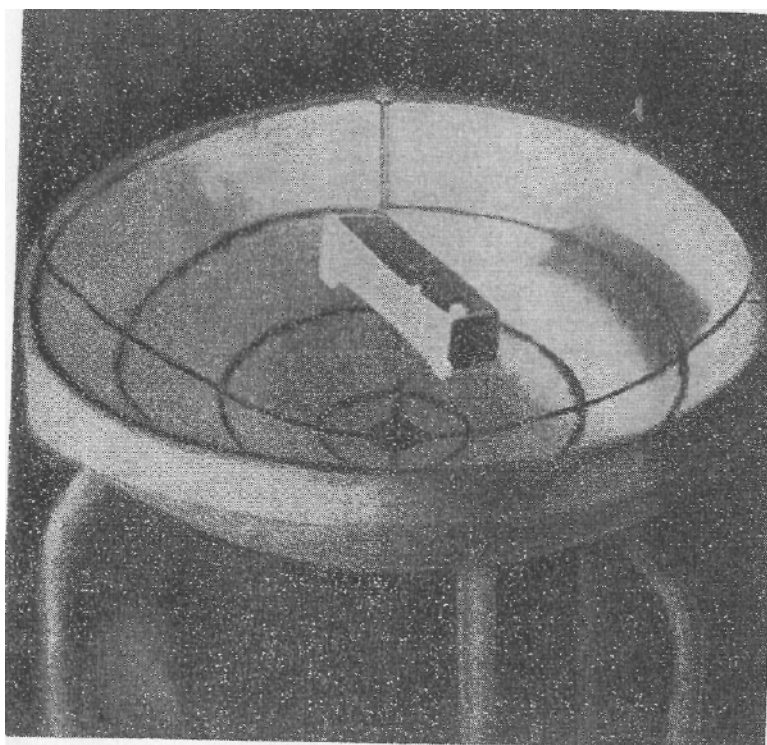


Рис. 3. Плавающий магнит: освещение слева; на правой стороне чаши видна тень магнита; белые пятнышки на магните и на чаше – кусочки затвердевшего воздуха

В литературе существует такое объяснение плавающему магниту: «силовые линии магнита не могут проникнуть в сверхпроводник; это создает отталкивающую силу, достаточную для преодоления веса магнита» и тут же «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 представить себе также как результат взаимодействия между магнитом и диамагнитным телом» [67, стр. 27].

Такое объяснение эффекта плавающего магнита В.К. Аркадьева подогнано под слишком противоречивое представление об эффекте Мейсснера.

Вначале разберем приведенные здесь суждения Д. Шенберга из его монографии [67]. Во-первых, «сверхпроводник» или *не впускает* в себя или *выталкивает* из себя внешнее магнитное силовое поле. В этом 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 ничего не может возникнуть (т.к.  $H=0$ ), не может появиться «сверхпроводимость» с огромным магнитным полем вне «сверхпроводника». Тут надо определиться: в «сверхпроводник» *не проникает* или из него проникающее внешнее магнитное поле *вытесняется* внутренним магнитным 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  $H_d \approx H$ . Это обычное диамагнитное поле при переходе тела в состояние называемое «сверхпроводящим» усиливается (самоиндукция?), т.е. переходит в сверхдиамагнитное состояние с полем  $H_c$ . Будучи в сверхдиамагнитном состоянии у тела возникает существенно большее внешнее магнитное поле – сверхмагнетизм. При этом нет ни не допуска, ни выталкивания поля  $H$  полем  $H_c$ , а есть наложение полей, их взаимодействие, взаимовлияние, в результате которого возникают явления подобные эффекту плавающего магнита. Если убрать внешнее магнитное поле, то внутри и вне тела, находящегося в «сверхпроводящем» состоянии, очевидно остается прежняя сверхнамагниченность  $M_c$  с напряженностью магнитного поля  $H_c$  ( $H_c \gg H$ ). 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 сверхдиамагнитичность у всей поверхности чаши и, в результате взаимодействия магнитных полей магнита и чаши, магнит оказался как бы в подвешенном состоянии. Думается, что эффект Аркадьева не доказывает, а отрицает и эффект Мейсснера и «сверхпроводимость» в теперешнем его понимании.

### ***1.6. О физической природе сверхдиамагнетизма***

Вопрос о природе диамагнетизма тел является принципиально важным для решения рассматриваемой проблемы.

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, что бы их магнитные моменты  $P_{mi}$  совпадали с направлением действия внешнего магнитного поля. Так, по существу, происходит ферро- или паранамагничивание.

Физическая природа диамагнетизма более сложная. У чисто диамагнитных веществ в электронной структуре атомов нет естественных магнитных диполей и поэтому их намагничивание затруднено. Так как спаренные электроны не обладают магнитным моментом. Это возможно только в том случае если электроны атомов попарно вращаются, во-первых, не вокруг своих ядер, а по взаимосвязанным и удаленным от ядер круговым стационарным орбитам и, во-вторых вращение электронов должно быть противоположно направленным. 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 диамагнетика являются атомы гелия. Атом гелия имеет два взаимоотталкивающихся электрона, которые вращаются по круговым и равноудаленным от ядра орбитам, но в противоположных направлениях. При этом орбитальные магнитные моменты 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 [70, раздел «Диамагнетизм», стр.304-306, рис. 6.3]. и она вполне согласуется с предлагаемой микроскопической моделью электронного строения атомов (см. раздел 3).

При внесении вещества в магнитное поле  $H$  на движущиеся по круговым орбитам электроны действует магнитная индукция  $B_0$ , которая создает свой, предвнесенный магнитный момент электрону  $\Delta P_m$ . Этот наведенный магнитный момент  $\Delta P_m$  всегда, по закону Ленца, противоположен магнитной индукции  $B_0$  и внешнему полю  $H$  ( $H=B$ ). При условии  $\Delta P_m > P_m$ , электрон меняет направление своего движения так, что направления действия  $\Delta P_m$  и  $P_m$  совпадают, но при этом  $H_d$  становится направленным против внешнего намагничивающего поля  $H$ . В результате этого процесса, сопряженная пара электронов становится диамагнитным диполем, а его суммарный магнитный момент равен  $P_{m1,2} = 2(\Delta P_m + P_m)$ . Учитывая, что  $\Delta P_m > P_m$  и если большинство атомов тела становятся диамагнитными, то суммарное диамагнитное поле  $H_d$  оказывается намного больше внешнего намагничивающего поля  $H$  ( $H_d \gg H$ ), а это и есть **сверхдиамагнетизм**. Схема намагнитенного, поляризованного (с магнитным диполем) атома гелия показана на рис. 24.

При нормальных (близких к комнатным) температурах магнитная восприимчивость (намагничиваемость) 1 моля парамагнитного, ферромагнитного и диамагнитного веществ  $\chi$  мала и составляет от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$ . Однако, среднее значение  $\chi \approx 10^{-6}$ . Так, например, у 1 моля гелия  $\chi = 1,9 \cdot 10^{-6}$ . Но на много большие значения диамагнитной восприимчивости имеют вещества («сверхдиапроевдники») при критических, экстремально низких температурах. В этих условиях практически любое вещество становится диамагнетиком с диамагнитной восприимчивостью, равной

в среднем  $\chi = -8 \cdot 10^{-1} = -0,8$ . Такое, близкое к 1,0 значение  $\chi$  почти идеальной магнитной восприимчивости вещества предопределяет их сверхбольшое значение напряженности диамагнитного поля  $H_d$ , т.е. их сверхдиамагничиваемость. 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 сверхдиамагнитное состояние при криогенных температурах в результате воздействия на твердые тела постоянным электрическим током или постоянным магнитным полем.

### ***1.7. Разрушение «сверхпроводимости»***

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 [65].

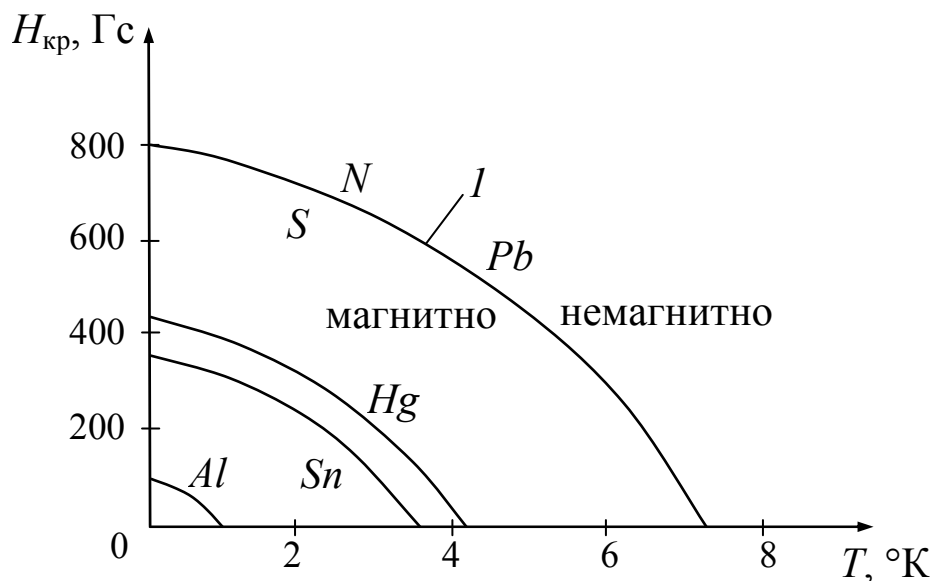


Рис. 4. Зависимости критических магнитных полей некоторых «сверхпроводников» от их температуры:  $I$  – линия переход свинца из сверхмагнитного состояния ( $S$ ) в нормальное, немагнитное ( $N$ )

Максимальное поле, необходимое для перевода из «сверхпроводящего» состояния в нормальное, например, олова, свинца и других металлов при температуре близкой к нулю градусов. 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 материал 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  $T < T_{кр}$ . 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 изображений на рис. 3. Известно ведь, что ферромагнетики, парамагнетики, диамагнети-

ки и диэлектрики (керамика) при понижении температуры претерпевают фазовый переход второго рода и становятся сверхмагнетиками, называемыми сейчас сверхпроводниками.

Разрушение «сверхпроводимости», читай сверхнамагниченности, при пропускании через проводник электрического тока значительной величины, т.е. когда ток  $J$  больше некоторого критического значения  $J_{кр}$ , 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 силой  $J > J_{кр}$  с электрическим  $E$  и магнитным  $H$  полями, в проводнике вероятно происходит частичное 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 результате воздействия неоднородным 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 таблице 1 приведены значения  $n$  для некоторых практически важных случаев [44, стр. 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 размагни-

чивает «сверхпроводник», т.к.  $\mu$  практически равен нулю, а перпендикулярно направленное размагничивает. Это доказывает дипольную, магнитную природу «сверхпроводимости» исследованных образцов.

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

Итак, «сверхпроводимость» электрического тока исчезает, если на материал в таком состоянии воздействовать сильным магнитным полем или пропускать по нему большой постоянный или переменный электрический ток, при облучении рентгеновскими лучами и при повышении температуры «сверхпроводника». Однако все перечисленные факторы не влияют на прохождение электрического тока при нормальных температурах – электричество не исчезает, изменяются только его параметры. Исчезновение «сверхпроводимости» под влиянием внешних электрических и магнитных полей, рентгеновского облучения и незначительного повышения температуры свидетельствует о том, что мы имеем дело не со «сверхпроводимостью» и даже не с квазисверхпроводимостью электрического тока, а с супермагнитиваемостью, т.е. со сверхмагнитиваемостью материалов при низких температурах.

## 2. Краткий анализ основных «теорий сверхпроводимости электрического тока»

### 2.1. Понятия о электрических зарядах, электрическом токе и электросопротивлении проводников

Думается, что проблема «сверхпроводимости», т.е. проблема создания адекватной теории этого физического явления и материалов с умеренной (вблизи 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 потертый шерстью янтарь приобретает свойство притягивать к себе легкие предметы (перья, нити и т.п.). Это свойство называли 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 зарядением. Слово «зарядить» означает повторяющиеся одинаковые действия. Поэтому натирание электризирующих палочек для наведения в них электричества, было названо зарядением, а величина заряженного, приобретенного электричества – электрическим зарядом. Электрический заряд стеклянной палочки получил условное название «положительный», а заряд потертой мехом смолы (янтаря) называли «отрицательным». Вскоре же было установлено, что предметы с одноименными зарядами отталкиваются друг от друга; с разноименными зарядами притягиваются друг с другом, а при соединении двух предметов с разными зарядами, но одинаковых 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 есть 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 электрические заряды и электрические поля являются одновременно и магнитными, т.к. они притягивают или отталкивают другие тела, то 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 неведущая (бесструктурная) материя [61], 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 магнетики, 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 (диполи) ориентируются в объеме тела по направлению электрической ( $E$ ) или магнитной ( $H$ ) составляющей единого поля. Названные магнетики (домены, диполи) параллельно выстроенные в теле намагничивают его, и такое тело становится ферромагнетиком, 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) и, 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 макроскопических тел [30]. 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 происходит 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 что «электрический ток – это поток свободных электронов, несущих заряды через кристаллическую решетку металла» [43, стр. 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 г. 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

$$j = ne\bar{v}$$

где  $n$  – число электронов проводимости в единице объема (концентрация носителей тока),  $e$  – абсолютное значение заряда электрона,  $\bar{v}$  – вектор средней скорости упорядоченного движения электронов. В металлах  $n$  и  $e$  являются постоянными величинами, а модуль вектора  $\bar{v}$  имеет значения порядка  $10^{-4}$  м/с при макси-

мальных значениях плотностей токов. Например, в медном проводнике  $n \approx 8,5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ , наибольшая плотность тока  $j = 1,1 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$ , то  $v \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ м/с} \approx 0,8 \text{ мм/с}$  [70, стр. 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 переносчиками электричества является напряженное электромагнитное поле, распространяющееся не внутри, а в основном вне проводника.

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 зарядов» [30, стр. 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 ни чем не обосновано и противоречит фактам. Отрыв электронов от атомов и их *локальные* (например, тепловые) движения могут быть только вследствие чрезмерного тока, разогрева проводника и действия электрических или магнитных сил.

Для понимания «сверхпроводимости» нас весьма интересует механизм (физическая природа) протекания 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» [5, стр. 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.

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, т.к. 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 под-

тверждено еще К-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  $0^{\circ}\text{K}$  все свободные электроны закрепляются в атомах, то поэтому электросопротивление должно стремиться к бесконечности ( $R \rightarrow \infty$ ), а не к нулю ( $R=0$ ) [5] и [67].

В работе [5] правильно указывается, что «приведенные точки зрения не могут объяснить, почему при некотором значении температуры (ниже  $T_{\text{кр}}$  – В.Ф.) между электронами и решеткой внезапно прекращаются соударения – обмен энергией, т.е. возникает сверхпроводимость» [5, стр. 329].

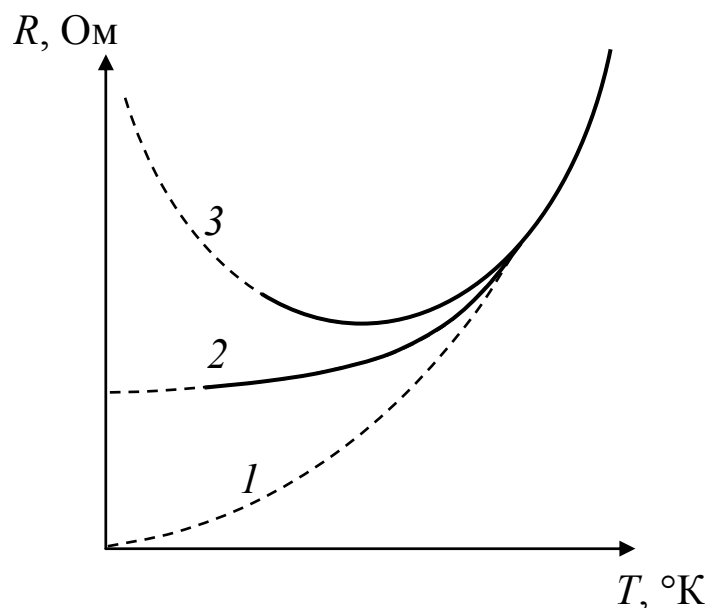


Рис. 5. Зависимости электросопротивления проводников от температуры

На основе вышеизложенного можно сделать некоторые ключевые суждения для понимания физики электрических зарядов, электрического и магнитного полей, электрического тока и электросопротивления, которые вероятно помогут понять зага-

дочную «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 отрицательными 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  $2e$ . В теорию «сверхпроводимости» эти сдвоенные в диполе электроны с квантом энергии электромагнитного поля равным  $2e$ , ввел в 1956 г. американский ученый Л. Купер, поэтому их стали называть куперовскими парами. (Л. Купер – Нобелевский лауреат 1974 года).

### **2. Электрическое и магнитное поля**

Статистическое 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, 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 его. 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 и т.п. могут стать основой для создания новой, уточненной теории электричества и послужат предпосылками для разработки адекватной теории физических явлений, происходящих в материалах при сверхнизких температурах.



## 2.2. 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 электронной теории металлов» [69, стр. 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 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  $0^\circ\text{K}$  тепловое движение ионизированных атомов вещества прекращается полностью, то их размеры не становятся при  $0^\circ\text{K}$  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 зависимости от температуры  $T$  должно записываться следующим уравнением:

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

где  $R_0$  – минимально возможное электросопротивление;  
 $\alpha$  – коэффициент пропорциональности.

Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  может быть постоянным для некоторых материалов или зависящим от температуры, но в любом случае, в соответствии с теорией электронного газа, при  $T=0^\circ\text{K}$ ,  $R=R_0=\text{const}$ .

Однако, вышеприведенная формула для  $R$  неверна по существу, т.к. 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  $T_{\text{кр}}$ .

Поэтому нельзя не согласиться с В.Л. Гинзбургом, утверждавшем еще в 1946 г., что «дальнейших успехов теории сверхпроводимости можно ожидать по-видимому лишь на пути... количественного описания сверхпроводимости и развития теории, не прибегающей к представлениям об электронном газе металлов» [5, стр. 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 с 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), не взирая на тепловое движение его атомов» [62, стр. 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» [62, стр. 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, т.к. *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 это могут цепочки электронов *перемещаться* в проводнике без сопротивления среды. Не устранив отмеченные и, видимо, другие противоречия, идея электронной конденсации в сверхподвижные цепочки не получила 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 [13] есть информация о том, что существование двухэлектронных биполярных состояний утверждал 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 ( $H \approx 15000$  Гс) и после отключения внешнего магнитного поля наблюдалось магнитное поле вблизи кольца в течение 1-2 минут.

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 аналогичны опытам К-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 [22] 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* [24]. При таком описании процесса образования куперовских пар возникает ряд принципиальных вопросов: Почему и как это 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, т.к. они существуют в атомах в форме диполей – двух связанных электронов с различными спинами. Заметим, кстати, что за предложение 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 тогда еще 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» [16, стр. 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  $He^4$  без трения о соприкасаемую поверхность.

В 1937 году П.Л. Капица обнаружил, а в 1947 г. опубликовал, что жидкий гелий II ( $He^4$ ) способен легко, самопроизвольно протекать через капилляры и щели, т.к., во-первых, размер этих атомов гелия при температурах порядка 1-2°K по расчетам сравним с межатомными расстояниями твердых тел. Обычный атомарный гелий имеет атомное число 2, а его изотоп  $He^4$  это по существу спаренный гелий из двух атомов. Свойства этого изотопа существенно отличаются от свойств  $He^2$  и  $He^3$ , тем, что в нем две пары электронов, т.е. два диполя, которые компенсируют магнитные поля друг друга и возможно поэтому  $He^4$  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  $\text{He}^4$ , притягивают его к себе с силой  $P$  и смачиваемость поверхности оказывается максимальной. С другой стороны – поверхностное напряжение  $\text{He}^4$ , т.е. сила  $F$  кулоновского взаимного притяжения изотопных атомов  $\text{He}^4$  и коэффициент поверхностного натяжения  $\alpha$  близки к нулю. Так создается условие, что  $P \gg F$  и поэтому жидкий  $\text{He}^4$  становится «сверхтекучим». Но при всяком движении есть трение, есть процесс, уменьшающий энергию движения. В случае с  $\text{He}^4$  сила трения на много 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 – ускорено. Из этого не следует, что спуск происходит без трения. Так и в случае со сверхтекучестью гелия.

Такое объяснение сверхтекучести гелия II, т.е.  $\text{He}^4$ , 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  $\text{He}^2$  и  $\text{He}^3$  и т.д., 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  $\text{He}^4$  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 такое: «Энергия кристалла будет суммой энергий квантовых осцилляторов. Каждый из осцилляторов при этом может находиться в каком-либо из возбужденных состояний. Вместо того, чтобы говорить об осцилляторе в  $n$ -ом 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» [64, стр. 10-11].

Прежде чем продолжить цитирование источника [64], остановимся на изложенных началах теории сверхтекучести. В приведенной цитате есть несколько недопустимых подменов 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». Странно и бездоказательно все это. И еще. 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.

Но продолжим цитирование из монографии [64]. Читаем: «Малым импульсам соответствуют длинноволновые возбужде-

ния, 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*».

И далее, «Концепция элементарных возбуждений предполагает, 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 ротонны 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» [64, стр. 12, 13]. Так возмущения, колебания атомов решетки чудесным образом поэтапно превращаются в фононный и ротонный идеальные газы. При этом остается все же не понятным то 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 на данное недопонимание приводит к мысли о том, 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 на неприменимость теории возмущений для описания свойств «сверхпроводников» впервые указал в 1951 г. физик М. Шафрот, указавший в частности, что эта теория не может объяснить эффект Мейсснера ни в каком конечном порядке теории возмуще-



ний. К аналогичному выводу пришел в 1960 г. физик-теоретик А.Б. Мигдал, показавший, что в рамках теории возмущений в системе электронов нет энергетической щели для объяснения эффекта Джозефсона [22].

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» утверждается в работе [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 [68] написал, что «в сверхпроводящем состоянии конечная доля электронов сконцентрирована в «макромолекулу» («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; нормальная

и сверхпроводящая 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  $He^4$ , 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 о теории БКШ.

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» [44, стр. 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» [24].

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 численными значениями коэффициентов.

Наконец следует упомянуть о выдвигавшемся в 1980 г. рассмотрение «сверхпроводимости» в обобщенной модели «желе» [14].

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.

### **2.3. Феноменологическое (макроскопическое) описание «электрической сверхпроводимости»**

*Феноменологизм* (от греч. феномен, 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 должно сочетать в себе две взаимосвязанных части – микроскопическое и макроскопическое (феноменологическое) описание исследуемого явления.

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 в их адекватности. Обратимся к этим теориям.

Первую феноменологическую теорию «сверхпроводимости» предложили в 1935 г. братья Ф. Лондон и Г. Лондон. Считается, что 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 концепцией  $n_n(T)$  и «сверхпроводящие» с концентрацией  $n_s(T)$ . 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  $T \rightarrow 0$  она стремится к полной плотности электронов  $n$ . Сверхпроводящий ток обеспечивается незатухающим движением сверхпроводящих электронов, а нормальные при этом ведут себя обычным образом [29, стр. 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.

Можно прочесть, что Ф. Лондон в результате «напряженных размышлений» над странностью эффекта Майсснера, выдвинул следующее предположение: в сверхпроводнике под действием внешнего магнитного поля возникает «жесткая» упорядоченная волновая функция сверхпроводящих электронов, что и обеспечивает сверхпроводимость [24]. «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» [69]. 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 далекодействующая связь и их движение оказывается скоординированным» [65, стр. 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» [67, стр. 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 [24]) 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  $\Psi$  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, стр. 34].

«В теории Гинзбурга и Ландау не выяснен смысл функции  $\Psi$  и связь ее с истинными волновыми функциями электронов в металле и не объяснена связь основных параметров  $\alpha$  и  $\beta$  с микроскопическими характеристиками сверхпроводников (так, в частности, ничем не обоснована необходимость увеличения  $\chi$  (диамагнитной восприимчивости) с ростом количества примесей в металле)» [67, стр. 274]. Существуют и другие замечания к теории Гинзбурга-Ландау.

С целью дальнейшего развития феноменологической части теории «сверхпроводимости» в 1957 г. Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер (США) предложили более последовательную теорию. В основу математического обоснования теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) положены методы, разработанные советским физиком-теоретиком и математиком Н.Н. Боголюбовым [24]. В теории БКШ обобщены результаты теоретических исследований их предшественников.

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.

После создания теории БКШ появилось несколько модификаций улучшающих и расширяющих область ее *объяснений* [24].

Итак, если «сверхпроводимость», как следует из всего вышеизложенного, не является таковой, т.е. не является идеальной проводимостью (сверхтекучестью) электронов в твердых телах, то 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 намагничивания 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 второго рода, но не электронного конгломерата, а атомов твердого вещества. Механизм этого внутриатомного фазового перехода будет представлен в последующих параграфах.

#### ***2.4. 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  $0^\circ\text{K}$ , в свойствах веществ проявляются особенности, которые при обычных температурах подавляются сильным тепловым движением атомов. К числу таких *особенных* явлений относятся так называемые «сверхтекучесть гелия  $\text{He}^4$ » и «сверхпроводимость электрического тока». При низкой криогенной температуре жидкий гелий  $\text{He}^4$  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 так же 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  $\Delta U$  тела(системы) при переходе из одного состояние в другое равно сумме совершенной над телом работы  $A'$  и полученного им количества теплоты  $\Delta Q$ :

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

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  $\Delta Q$ , которое получено телом (системой), расходуется на изменение внутренней энергии  $\Delta U$  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 (со-



противлением), 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 нагретому 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, т.к. 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.

Резюме: теория «сверхпроводимости электрического тока» как *сверхтекучести* в телах спаренных электронов (куперовских пар) ошибочна.

### ***Термодинамика перехода тел к сверхдипольности***

Еще в 1934 г. В. Кеезом, С. Гортер и Н. Каземир попытались создать термодинамическую теорию перехода металлов в «сверхпроводящее» состояние как теорию фазовых переходов. Тогда было достаточно много аргументов в пользу такого подхода к изучению 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 [45, стр. 11]. Это на первый взгляд свидетельствует о подобии фазовым переходам первого рода, аналогичным  $\alpha \rightarrow \gamma$  ( $\hat{I}\hat{O}\hat{E} \rightarrow \hat{A}\hat{O}\hat{E}$ ) превращением в железе. Однако, позднее было установлено, что «какой-либо прямой связи между кристаллическим строением и сверхпроводимостью установить нельзя» [16, стр. 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 пе-

реход 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, т.к. при этом микроструктура тел остается неизменной.

Следовательно, можно думать, что: 1. оставшиеся валентные электроны, т.е. не задействованные на межатомные связи, обеспечивают свойство обычного магнетизма; 2. 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 в последствие в сверхнамагниченное состояние, то в дальнейшем вместо слов «сверхпроводимость», «сверхпроводящее состояние», «сверхпроводники» и т.п., будем использовать термины «сверхнамагниченность», «супер- или сверхмагнитное состояние», «сверхмагнетики», а так же «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  $W_c$  тела, находящегося в состоянии *способности* к сверхнамагничиваемости, несколько меньше  $W_n$ , чем будучи в нормальном состоянии (при  $T > T_{кр}$ ). При  $T = T_{кр}$   $W_c \approx W_n$ , т.к. 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 пере-

ход 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  $W_c$  и энергии намагничивания  $W_{см}$ . То есть общая энергия *прямого* фазового перехода с намагничиванием равна

$$Q_{i\delta} = W_{\tilde{n}} + W_{\tilde{n}i} ,$$

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:

$$Q_{i\acute{a}} = Q_{i\delta} - W_{\tilde{n}i} .$$

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 сверхнамагничиванию, увеличивается при прямом превращении в сверхмагнитное состояние и уменьшается при обратном переходе в нормальное состояние. Поэтому, если, например, разрушение сверхнамагниченности 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

$$\Delta Q = |W_c - W_n| = 0 .$$

Рассматривая тепловое движение одного атома в твердом теле, имеющего 3 степени свободы движения, получаем, что средняя энергия колебательного движения атома  $\varepsilon$  в теле равна

$$\varepsilon = 3kT ,$$

а на один килограмм-атом вещества приходится энергия

$$Q = N_0 \varepsilon = 3N_0 kT = 3RT ,$$

где  $N_0$  – число Авогардо,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $R$  – универсальная постоянная вещества ( $R=B\mu$  :  $B$  – постоянная величина, зависящая от природы тела, а  $\mu$  – атомный или молекулярный вес вещества).

Теплоемкость  $C$  – это количество теплоты  $Q$ , необходимое для нагревания одного килограмм-атома твердого тела на 1 градус температуры, Следовательно, теплоемкость тела при определенной температуре равна

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

У твердых тел при обычных температурах  $C_H \approx 25$  кДж /кг-атом·град [30], а при температуре равной  $T_{кр}$   $C_c \approx 62,5$  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.

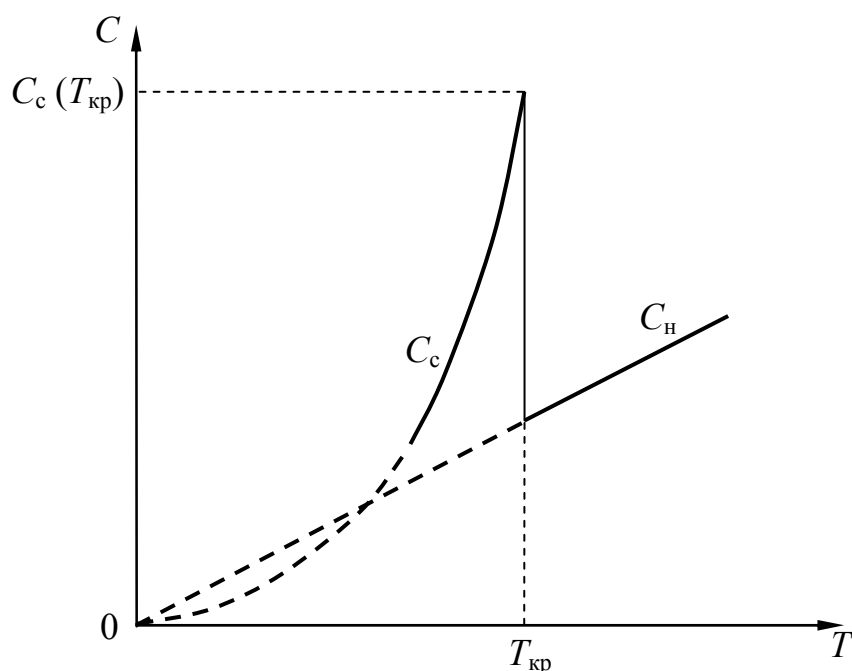


Рис. 6. Скачок теплоемкости сверхмагнетика в точке перехода ( $T_{кр}$ ) в отсутствии внешнего магнитного поля ( $C_c$  и  $C_H$  – теплоемкости в сверхнамагничиваемом и в нормальном состояниях)

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

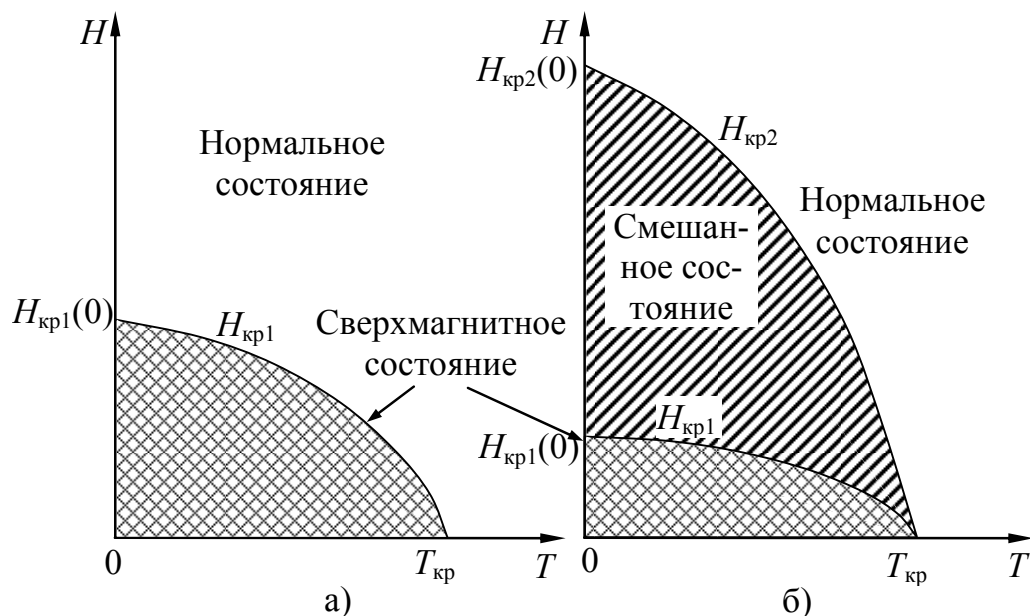


Рис. 7. Виды фазовых диаграмм распада сверхнамагниченности (схемы фазовых диаграмм обратного перехода в нормальное состояние) сверхмагнетиков первого (а) и второго (б) рода

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.

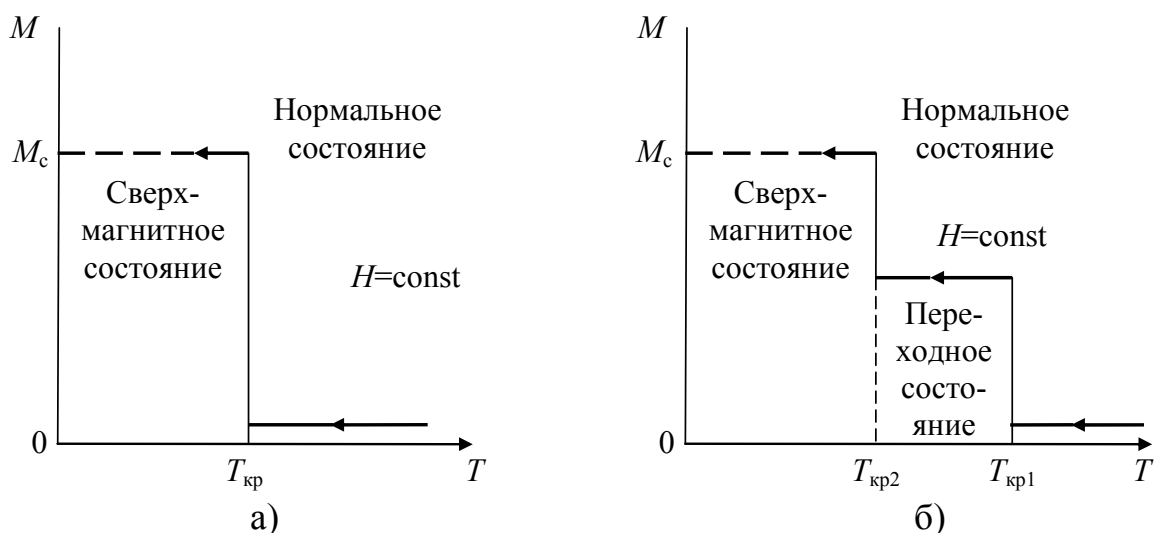


Рис. 8. Вероятные схемы термодинамических диаграмм прямого перехода (т.е. от нормального состояния к сверхмагнитному) образцов сверхмагнетиков первого (а) и второго (б) рода

Рассматривая переход к сверхмагнетизму следует обсудить здесь имеющиеся в литературе зависимости сверхнамагничива- ния  $M_c$  под действием постоянного магнитного поля  $H$ . Есть не- сколько одностипных графиков зависимости  $M_c$  от  $H$ , приведен- ных, например, в книгах [29, стр. 45 и 67, стр. 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  $M_c$ . В про- тивном случае постепенное или ускоренное отклонение  $H$  от сверхнамагниченного образца уничтожило бы его намагничен- ность, но этого не происходит. Во-вторых, намагниченность  $M_c$  всегда и на много больше внешнего поля  $H$ . Поэтому график за- висимости  $M_c$  от  $H$  имеет, очевидно, вид, приведенный на рис. 9,б.

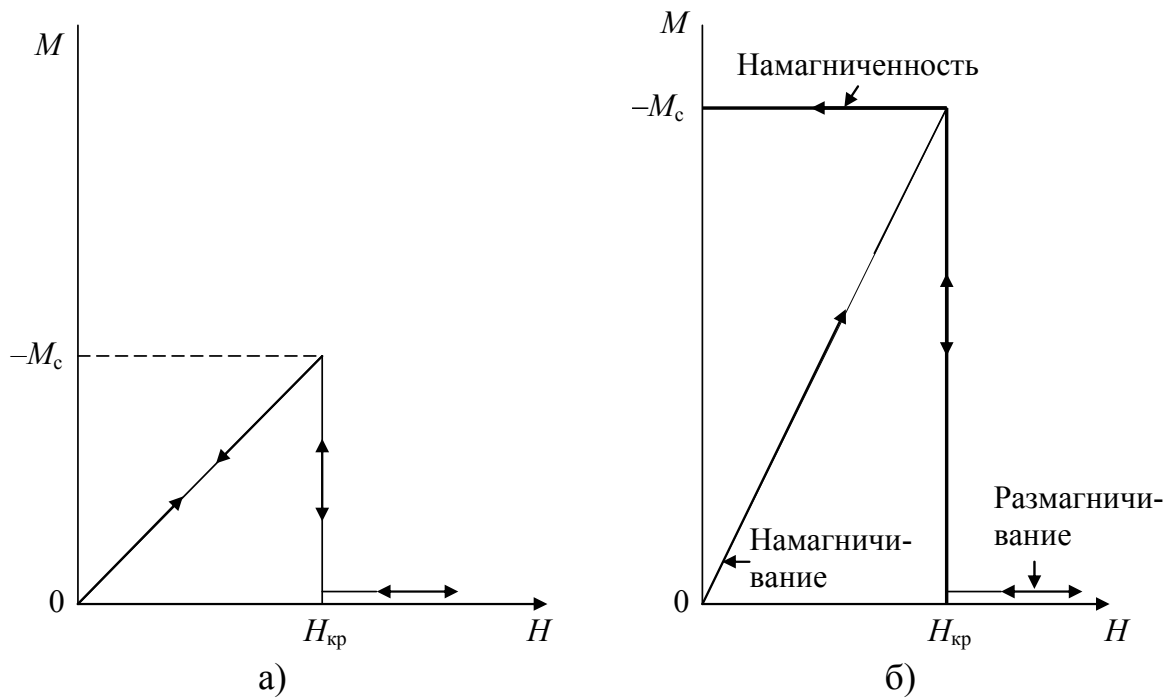


Рис. 9. Зависимость сверхнамагничивания 1-го рода от действия внешнего магнитного поля  $H$

Схематически изображенная зависимость  $M_c$  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 (ферромагнитного, 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 нанотехнологий, а *пикотехнологий*.



### 3. Введение в субмикроскопическую (внутриатомную) теорию сверхдиамагнетизма

#### 3.1. Анализ планетарной модели атома

Можно согласиться в автором работы [69] сделавшем выводы о том, 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, стр. 9]. Очевидно, что надо рассматривать явление сверхнамагничиваемости тел при фазовом переходе II рода в условиях температуры  $T \leq T_{кр}$  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 совершают 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 Резерфорда по рассеянию атомами  $\alpha$ -частиц было доказано, что представление об обобщенном поло-

жительном заряде, предложенное Томсоном, не соответствует действительности. Согласно модели атома, предложенный 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 они обязаны упасть на ядро и атом прекратить свое существование за доли секунды. 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 не одинаковы.

Модель 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 корпус-

кулярными, 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

$$\Psi = f(x, y, z, v, t),$$

где  $x, y$  и  $z$  – пространственные координаты;

$v$  – 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. 10), который обладает механическим моментом  $L$  количества движения и, направленным в противоположную сторону, магнитным моментом  $P_m$  кратным электромагнитному моменту, называемому «магнетиком Бора». На рис. 10 показана модель атома водорода с одним электроном на орбите [30, т. III, стр. 312]. Другие водородоподобные структуры атомов имеют на орбите определенного пространственно-энергетического уровня несколько электронов, а представление о круговой орбите многих электронов остается подобным модели атома водорода.

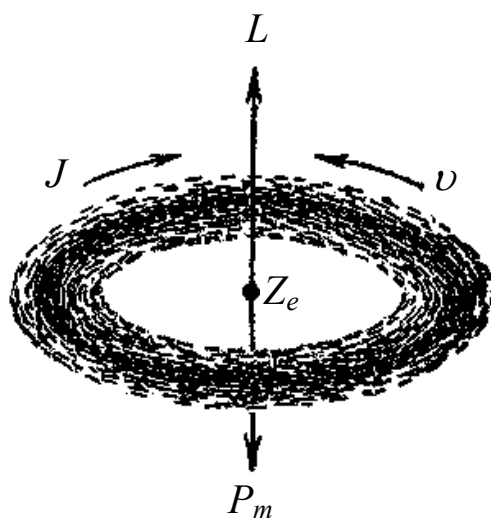


Рис. 10. Планетарная модель водородоподобного атома

Из приведенной модели орбит электронов не видно силовых магнитных линий, хотя указаны механический и магнитный мо-

менты. Если показать магнитные линии и движение электронов порождающее магнитное поле, то модель атома водорода будет иметь вид приведенный на рис. 11. Здесь спиралеобразной линией показано вращение электрона вокруг своей оси и вдоль движения по орбите. Это собственное вращение электрона, т.е. его спин, создает элементарное магнитное поле  $H_0$ .

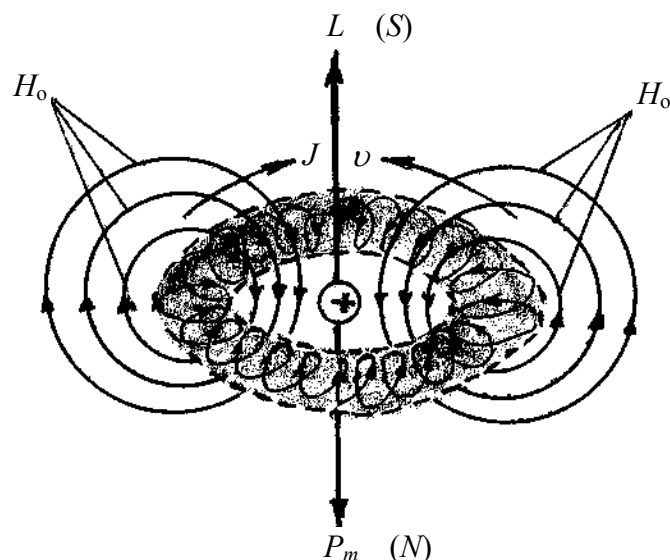


Рис. 11. Уточненное представление орбиты единичного электрона в атоме водорода ( $N$  и  $S$  – магнитные полюса)

Известный ученый В. Гейзенберг доказал, что по причине волновых свойств электронов и статистического характера скорости и 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 неопределенности Гейзенберга.

Позднее Э. Шредингер написал уравнение квантово-волновой функции электрона:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left( E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 ,$$

где  $\Psi$  – волновая функция;  $x, y, z$  – координаты;  $m$  – масса электрона;  $r$  – расстояние до ядра;  $h$  – постоянная Планка;  $e$  – заряд электрона;  $E$  – полная энергия электрона.

Уравнение Шредингера составлено для случая водородоподобных атомов, когда предположительно, что электрон вращается вокруг ядра по круговой орбите и взаимодействуют исключительно только с центральным полем ядра. В уравнении Шредингера взаимодействие электронов между собой не учитывается, а волновая функция  $\Psi$  не определена.

Следует отметить и еще одно достижение планетарной модели атома.

Бесспорно, что орбиты движущихся электронов в атоме не произвольны, не хаотичны, а строго определены. 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 [30, т. II, стр. 127]. С другой стороны, утверждается в [33, стр. 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 центристскими, 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» [33, стр. 287].

Непланетарные (нецентристские) модели электронных орбит атомов предложены нашими соотечественниками В.К. Григоровичем [19-21] и М.М. Протоdjяконовым [50-51].

### ***3.2. Непланетарные модели атома и магнетизм***

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 трудность 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» [6, стр. 204].

Попытки связать только внешние электроны попарно в валентные связи предпринимались Л. Полингом, В. Юм-Розери и другими. 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 предположил 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  $\sigma$  – 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».

Исходя из анализа уравнения Шредингера В.К. Григорович пришел к выводу, что «для всех  $\rho$  – 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 двухцентровая обменная  $\sigma$ -связь и двухэлектронная  $\pi$ -связь» [20, стр. 44-45].

Устойчивая связь между атомами, по представлению В.К. Григоровича, обеспечивается частичным перекрытием крайней части гантелеобразных орбит валентных электронов взаимосвязанных атомов. На рис. 12 приведены электронные структуры отдельных молекул водорода, фтора, кислорода и азота [20, стр. 46].

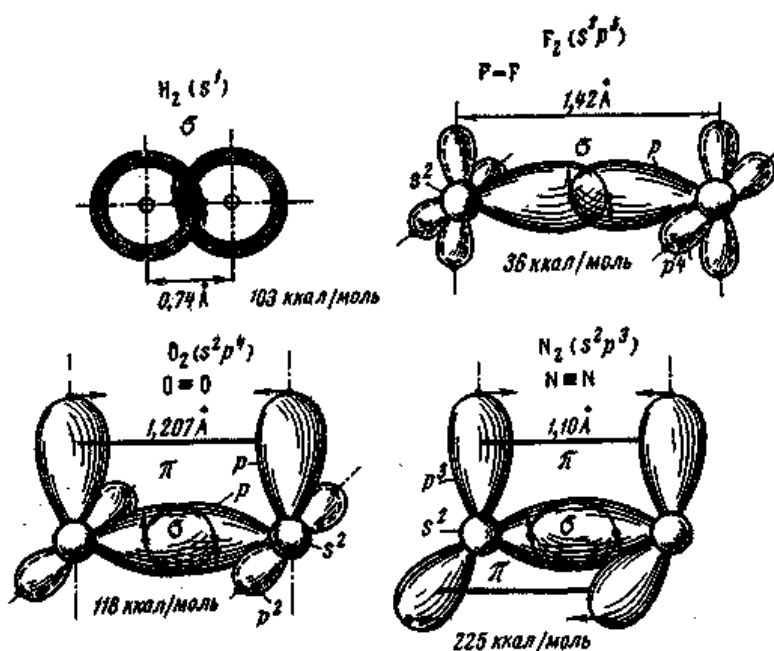


Рис. 12. Образование  $\sigma$ - и  $\pi$ -связей в молекулах водорода, фтора, кислорода и азота

Приведем структуры некоторых типов кристаллов. На рис. 13 показана кубическая (а) и объемноцентрическая кубическая структура (б) кристаллической решетки [20, стр. 94].



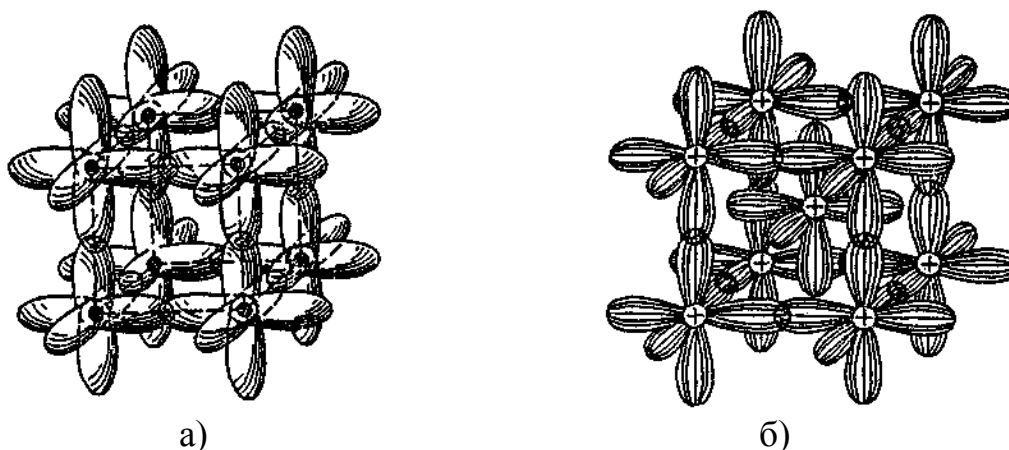


Рис. 13. Металлические связи в кристаллических структурах:  
 а – кубическая и б – объемноцентрическая кубическая (ОЦК) решетки

Представление об электронной структуре атомов, развиваемое В.К. Григоровичем и другими, в значительной степени оправдано и во многих случаях хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако и такое представление не решает полностью проблему межатомной связи, ибо остается не выясненным 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 кристаллообразующихся межатомных связях, «при этом полностью сохраняется теория свободных электронов..., поскольку внешние валентные электроны не привлекаются к объяснению направленных связей» [18, стр. 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 о том, 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») и
- 2) их движение в направлении 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 микромагнетикам) и поэтому нет наглядного (модельного) 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 [50-52] М.М. Протодьяконов вконец 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 одноэлектрон-

ном 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 составлено 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 нецентральной области и поэтому его орбита не является сферической и центральной – сказывается поле электронов.

В уравнение Шредингера, вообще говоря, необходимо ввести дополнительные члены, учитывающие нецентральность поля, в котором вынуждены двигаться электроны всех атомов за исключением водорода. 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 движется уже второй электрон и последующие, 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, стр. 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 основе электронной модели атомов М.М. Протодьяконова 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 [51].

При моделировании структур атомов и их соединений М.М. Протодьяконов рассматривал структуры только внешних (ва-

лентных) орбит электронов в виде тороидов, аналогичных показанным на рис. 11. Изображения атомов с двумя и тремя тороидовидными орбитами валентных электронов показана на рис. 14 [51].

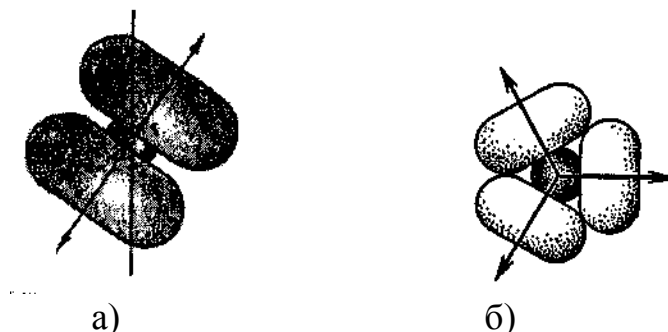


Рис. 14. Схемы электронных оболочек атомов с двумя (а) и тремя (б) валентными электронами

Схема строения графита по М.М. Протодьяконову приведена на рис. 15.

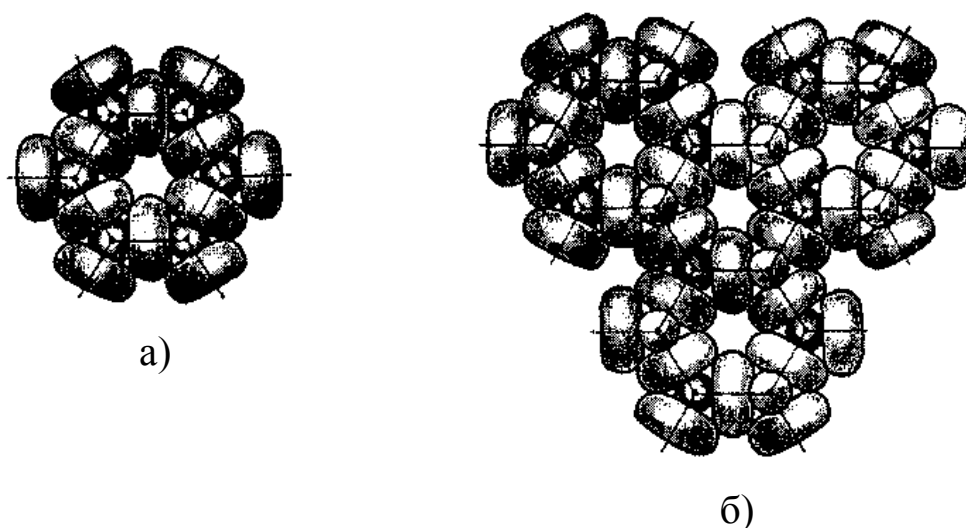


Рис. 15. Схемы электронных оболочек графита:  
а – шестиугольное углеродное кольцо; б – решетка в плане

Приведем, для большей убедительности и наглядности, еще две структуры кристаллов. На рис. 16 показана структура граней кубической решетки [50] и структура кристалла льда [51].

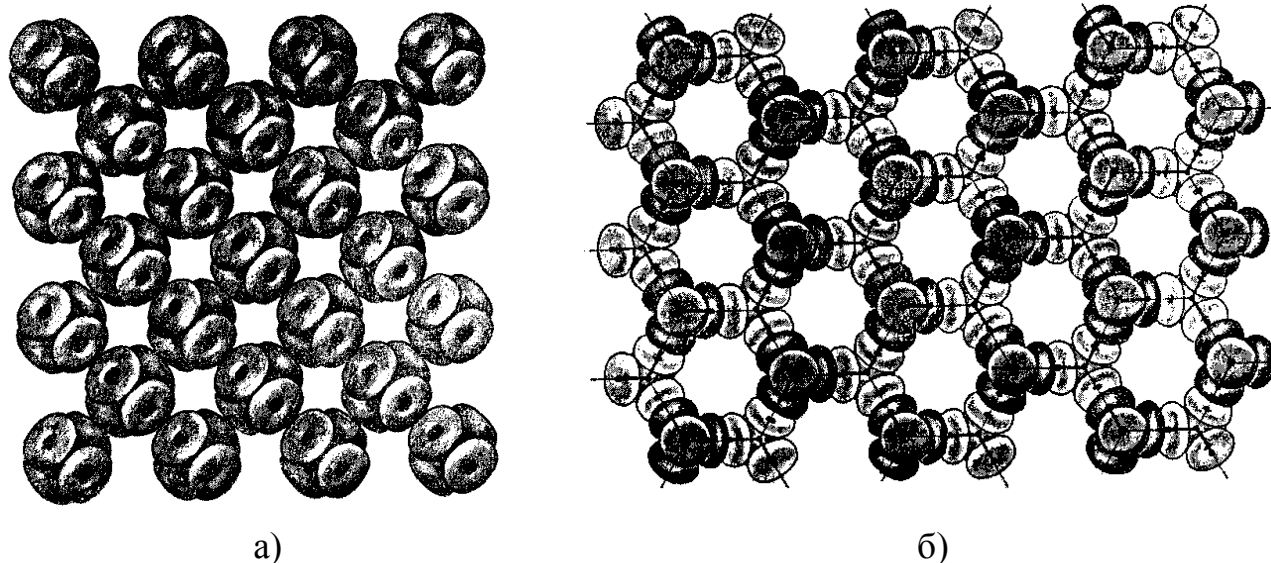


Рис. 16. Схемы электронных оболочек:  
а – на гранях куба; б – структура кристалла льда (в плане)

Принципиально важным в протоdjаконовских моделях является то, что: 1. тороидовидные орбиты имеют все электроны сложного атома и их расположение не центрировано относительно ядра атома, как это у единственного электрона водорода; 2. 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); 3. соединение атомов обеспечивают (осуществляют) взаимодействующие электроны посредством своих электромагнитных полей.

Однако модели атомов, их электронные структуры не рассмотрены М.М. Протоdjаконовым в целом, т.е. во всем объеме атомов, а только с позиций учета внешних валентных электронов атомов породообразующих минералов и сходных с ними веществ.

Далее, в порядке уточнения и развития метода М.М. Протоdjаконова попытаемся построить электронные модели атомов, основываясь на некоторых фактах и соответствующих им предположениях.

Признаем, 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 обратиться к кристаллическим структурам и, в частности, к кристаллическим структурам металлов, то видно, 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  $K$  – 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 решетке близлежащих к данному атому находятся 8 соседних атомов и  $K=8$ . Но так как в ОЦК решетке две сочлененных кубических решетки, то каждый атом в ней имеет 6 связей,  $C=6$ . В гранецентрированной кубической решетке координационное число  $K=12$ , но так как в ГЦК решетке соединено четыре кубических решеток, то и в ГЦК решетке  $C=6$ . Кроме того, в ГЦК решетке, если соединить атомы находящиеся в центрах плоскостей (граней) куба, то получается фигура октаэдра с  $C=6$ . Такой же октаэдр можно усмотреть внутри двух соседних объемно центрированных ячеек кристаллической ОЦК решетке. У гексогональной 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-ти. Но у многих атомов, имеющих гексогональную кристаллическую решетку, отношение  $c/a$  находится в пределах 1,57-1,64. Считается, что если  $c/a$  отличается от 1,633 (как, например,

у цинка и кадмия), то координационное число и гексогональной решетки равно 6-ти. Есть сведения, что у цинка и ртути координационное число  $K=16$ , а в случае их же, но в плотноупакованной гексогональной решетке  $K=12$  [30, табл. рис 15]. 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 следует, что «ответственными» за кристаллизацию являются по-существу электроны полностью (или почти полностью) заполненных уровней электронной структуры атомов. Координационное число  $K=16$  вероятно свидетельствует о том, что в условиях плотноупакованной гексогональной решетки эти атомы имеют в структурообразующем уровне  $S=16:2=8$  электронов.

Числа 6 и 8 в подлинной таблице Д.И. Менделеева (см. табл. 3) являются определяющими свойства и структуру периодической системы элементов вещества. В его таблице 8 групп и  $6 \times 2 = 12$  рядов. Но если считать, что в одном периоде по два *полных* ряда элементов, как это принято для средней части современной «Таблицы Менделеева», то получается 8 периодов.

На основании вышеизложенного можно утверждать, что электронное строение атомов подчиняется периодической закономерности заполнения электронных оболочек соответствующего уровня, которая представлена в таблице 2.

Таблица 2

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

Таблица 3

Периодическая система элементов по группам и рядам  
[20]

Ряды.	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВЪ:								
	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	—	Водо-родъ. H 1,008	—	—	—	—	—	—	—
2	Гелий. He 4,0	Литій. Li 7,03	Берил-лія. Be 9,1	Боръ. B 11,0	Угле-родъ. C 12,0	Азотъ. N 14,01	Кисло-родъ. O 16,00	Фторъ. F 19,0	—
3	Натрій. Na 23,0	Магній. Mg 24,38	Алю-міній. Al 27,1	Крем-ній. Si 28,2	Фос-форъ. P 31,0	Сѣра. S 32,06	Хлоръ. Cl 35,45	—	—
4	Аргонъ. Ar 38	Калій. K 39,15	Каль-цій. Ca 40,1	Скандій. Sc 44,1	Титанъ. Ti 48,1	Вана-дій. V 51,2	Хромъ. Cr 52,1	Мар-ганецъ. Mn 55,0	Же-лѣзо. Fe 55,9
5	—	Мѣдь. Cu 63,6	Цинкъ. Zn 65,4	Гал-лій. Ga 70,0	Гер-маній. Ge 72,5	Мышьякъ. As 75	Селенъ. Se 79,2	Бромъ. Br 79,95	Ник-кель. Ni 59
6	Крип-тонъ. Kr 81,8	Рубидій. Rb 85,5	Строн-цій. Sr 87,6	Ит-трія. Y 89,0	Цир-коній. Zr 90,6	Ніобій. Nb 94,0	Молиб-денъ. Mo 96,0	—	Рутеній. Ru 101,7
7	—	Сере-бро. Ag 107,93	Кад-мій. Cd 112,4	Индій. In 115,0	Оло-во. Sn 119,0	Сурь-ма. Sb 120,2	Тел-луръ. Te 127	Йодъ. I 127	Пал-ладій. Pd 106,5
8	Ксе-нонъ. Xe 128	Цезій. Cs 132,9	Барій. Ba 137,4	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. Os 191
11	—	Зо-лото. Au 197,2	Ртуть. Hg 200,0	Талій. Tl 204,1	Свѣ-нецъ. Pb 206,9	Вис-мутъ. Bi 208,5	—	—	Ири-дій. Ir 193
12	—	—	Радій. Rd 226	—	Торій. Th 232,5	—	Уранъ. U 238,5	—	Платина. Pt 194,8

+ Высшіе солеобразные окислы:

R	R <sup>2O</sup>	RO	R <sup>2O3</sup>	RO <sub>2</sub>	R <sup>2O5</sup>	RO <sub>3</sub>	R <sup>2O7</sup>	RO <sub>4</sub>
---	-----------------	----	------------------	-----------------	------------------	-----------------	------------------	-----------------

+ Высшія газообразныя водородныя соединенія:

			RH <sup>4</sup>	RH <sup>3</sup>	RH <sup>2</sup>	RH
--	--	--	-----------------	-----------------	-----------------	----

Д. Менделѣевъ.  
1869—1906.



Взятые нами предпосылки приводят к следующим структурам атомов. Электрон в атоме водорода вращается как и в классической планетарной модели (рис. 10, 11 и 23). Двухатомная молекула водорода  $H_2$  имеет вид схематически показанный на рис. 17. В свободном атоме гелия (He) электроны, отталкиваясь друг от друга, уходят в противоположные стороны, как это изображено на рис. 18 и 24.

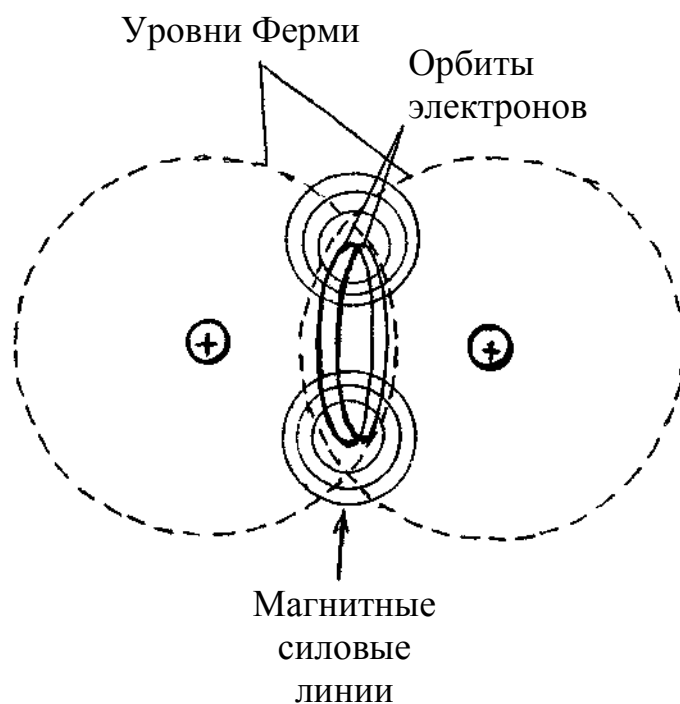


Рис. 17. Атомная структура молекулы водорода ( $H_2$ )

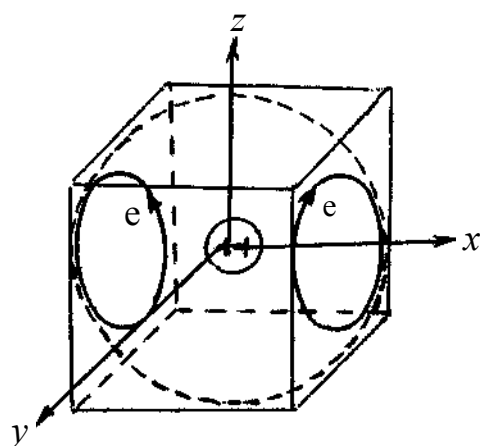


Рис. 18. Объемная структура атома гелия (He)

Как видно из рис. 18, третий электрон атома лития может располагаться на любой из свободных плоскостей куба. Четыре электрона бора уже попарно занимают внутри сферы Ферми противоположные положения. Электроны 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. 19,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  $S_1$  уровня, т.е. стараясь попасть в «потенциальную яму», оббегают по своим круговым траекториям вершины куба, образованного электронными плоскостями предыдущего уровня. Это показано на рис. 19,б. На восемь вершин куба, образованного шестью электронами по плоскостям их траекторий, помещается восемь электронов. Так постепенно заполняется следующий уровень или  $P_1$  ряд, образуя своими электронными плоскостями орбит геометрическую фигуру октаэдр.

Уровень  $S_2$  застраивается расположением электронов у шести вершин октаэдра. На это идет шесть электронов, электронные плоскости которых опять образуют куб. Заполнение  $P_2$  уровня аналогично структуре и формированию уровня  $P_1$ .

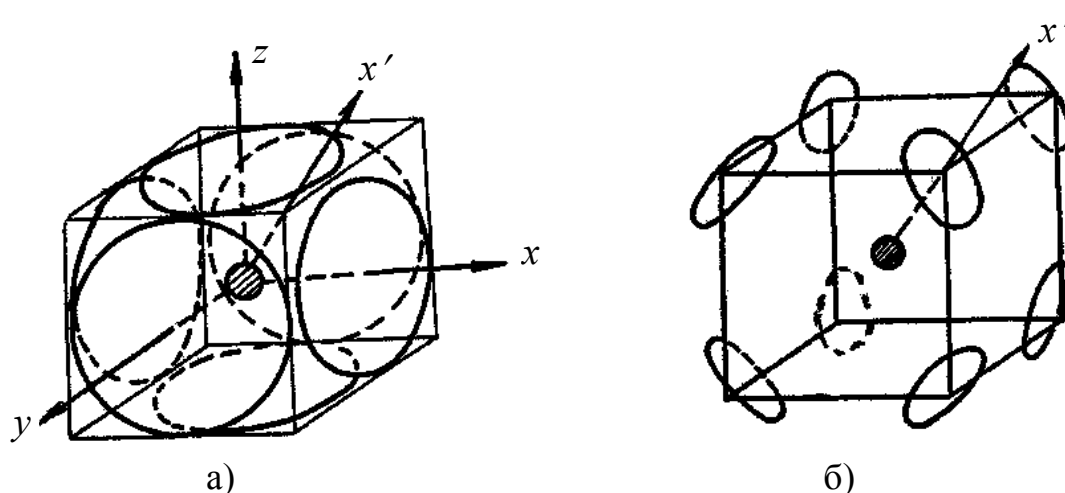


Рис. 19. Схема электронного строения углерода (а) и кремния (б)

Таблица 4

## Периодическая таблица элементов вещества [37]

Периоды	Ряды	Группы элементов							
		1	2	3	4	5	6	7	8
1	1	H водород	He гелий	Li литий	Be берилий	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 иниобий	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	I 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	Tm 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	Tl таллий	Pb свинец	Bi висмут	Po полоний
7	13	At астаний	Rn радон	Fr франций	Ra радий	Ac актиний	Th торий	–	–
	14	Pa протактиний	U уран	Np нептуний	Pu плутоний	Am америций	Cm кюрий	Bk берилий	Cf калифорний
8	15	Es эйнштейний	Fm фермий	Md менделеевский	No нобелий	Lr лоуренсий	Ku курчатовский	–	–
	16	*	*	*	*	*	*	*	*

Примечание. В таблице знаком \* обозначены элементы, открытие которых предполагается.

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, т.к. в основу построения этих таблиц 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.

Однако, если обратиться к первоисточнику, т.е. к подлинной периодической системе элементов предложенной Д.И. Менделеевым (табл. 3), то оказывается, что в таблицах 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 сверхпромагничиваемости тел в условиях низких критических 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 магнетиках».

Переходя к рассмотрению магнетизма не молекулярных, а атомарных тел (например, металлов), можно говорить о внутри-

амотных магнитных диполях и обобщенно об элементарных диполях или об «элементарных магнитиках» атомов или молекул [30].

### ***3.3. Еще немного о физической природе феномена открытого К-Оннесом***

Считая доказанным, что Камерлинг-Оннес в 1911 году 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» [63, стр. 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» [63, стр. 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  $P$  не на много больше  $P_F$ , то связь электрона с ядром ослаблена. Но если  $P \gg P_F$ , то электроны оказываются свободными от своих атомов. Критическая скорость движения электрона, находящегося на объемной поверхности Ферми равна

$$v_F = P_F / m ,$$

где  $m$  – масса электрона.

Подсчитано, что  $v_F \approx 10^8$  см/сек [31].

У атомов поверхность или уровень Ферми имеет сферическую форму. Поверхности Ферми взаимосвязанных атомов имеют разнообразные формы, например, такие как показаны на рис. 20.

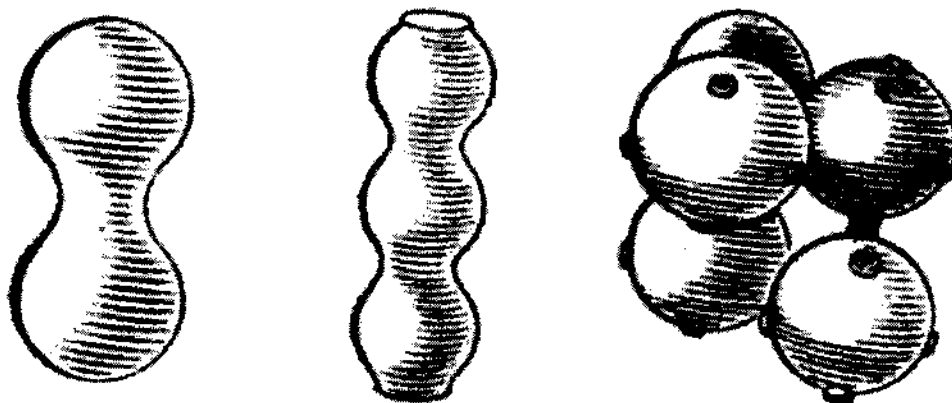


Рис. 20. Виды поверхностей Ферми двух, трех и пяти соединенных атомов [31]

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. 21.

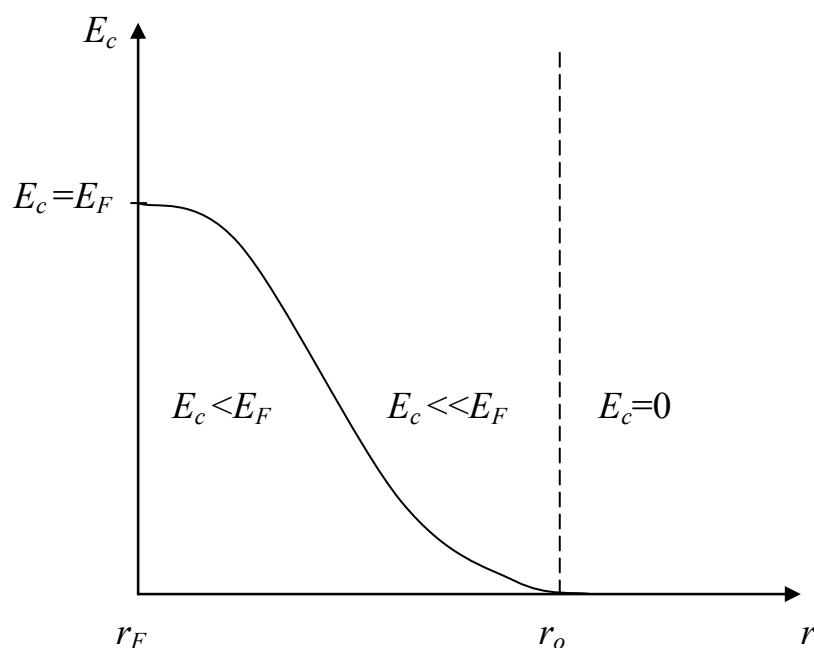


Рис. 21. Распределение энергий электрона за пределами уровня Ферми:  $r$  – расстояние от поверхности ядра атома;  $r_F$  – расстояние до поверхности Ферми;  $r_o$  – расстояние, на котором прекращается связь электрона с атомом

Представление об уровне и поверхности Ферми есть следствие принципа Паули, согласно которому в стабильном состоянии с импульсом  $P$  не может находиться более 2-х 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. не на много вышедшие за пределы поверхности Ферми – в зону от  $r_F$  до  $r_o$ , рис. 21) протодыяконовские 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 индукция  $B$  магнитного поля  $H_B$  внутри тела и оно становится намагниченной величиной  $M$ , за-

висящей от объема намагничиваемого тела. Но почему возникающее в теле магнитное поле  $H_B$  всегда больше внешнего поля намагничивания  $H$  ( $H \ll H_B$ ) 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 протодьяконовские диполи могут быть сориентированы в направлении вектора  $\vec{H}$ , а только их небольшая часть. Поэтому нормальная намагниченность  $M_H$  не велика.

При криогенных температурах ( $T < T_{кр}$ ), по указанным выше причинам, легче и больше протодьяконовских пар электронов выходит за пределы поверхности Ферми и участвуют в намагничивании тела. Поэтому большим количеством диполей создается большее магнитное поле сверхмагнетика  $H_c$  и оказывается, что  $H_c \gg H$  и, следовательно,  $M_c \gg M_H$ .

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 очевидно увеличивает их общий магнитный потенциал. Кроме того, исходя из принципа Паули, что на одной устойчивой орбите может быть два электрона (а возможно и большее, но четное число электронов), можно с достаточным основанием считать, что орбиты единичных электронов низлежащего уровня сливаются, объединяются. В таком случае  $H_c$  существенно увеличивается и устанавливается дальняя связь (дальний элек-



тронный 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).

Кратко изложенное здесь представление о возможной физической природе сверхнамагничивания можно схематически проиллюстрировать схемами изменения электронной структуры веществ до и в процессе сверхнамагничивания. На рис. 22 показано как 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.

Вероятно, что куперовскими парами электронов являются *электроны* разных (соседних атомов), между которыми устанавливается дальняя магнитная связь, обеспечивающая неразрывность диамагнетизма тел (эффект Онесса-Джозефсона). Поэтому вопрос о происхождении (формировании) куперовских пар электронов в процессе перехода вещества к сверхнамагничиванию подлежит еще исследованию и обсуждению. Однако, на основе предлагаемой модели электронного строения атомов, с их протодьяконовскими парами электронов, являющимися внутриатомными элементарными магнетиками или магнитными диполями, есть возможность адекватного понимания того как «конденсируются» электроны в куперовские пары в процессе сверхдианамагничивания при закритически низких температурах.

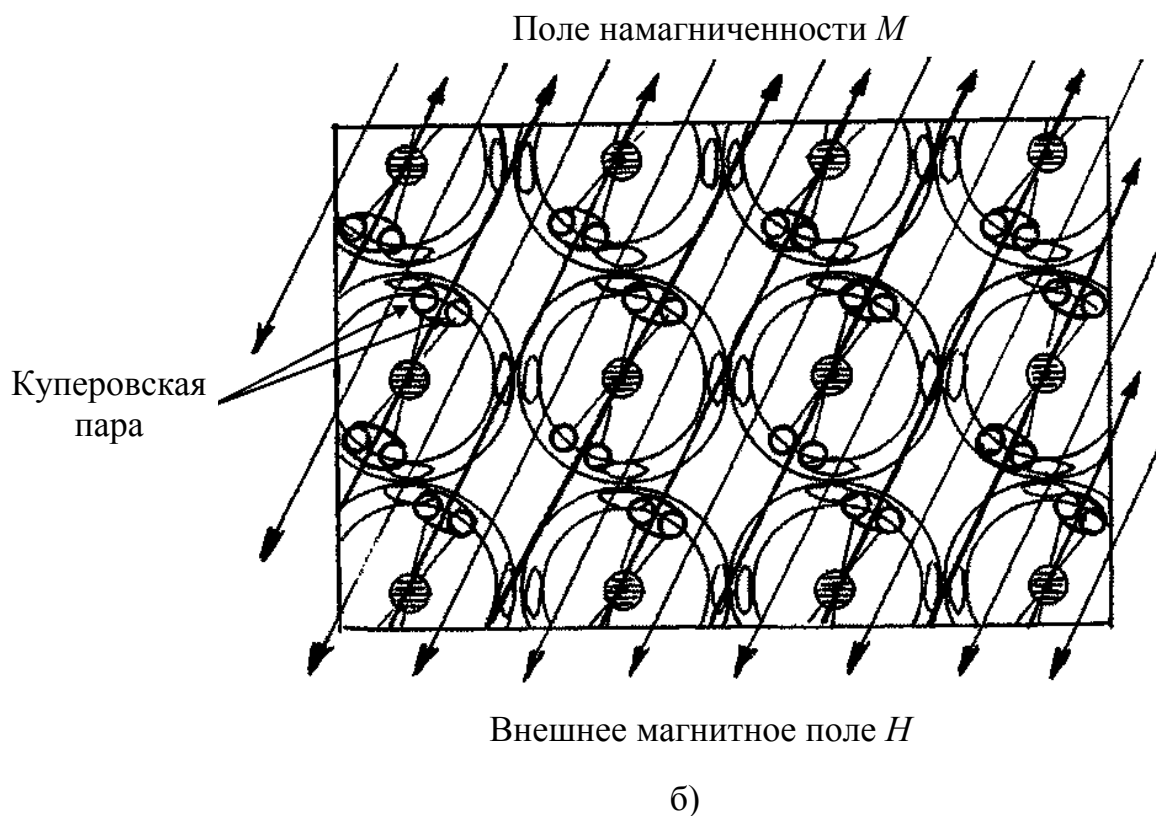
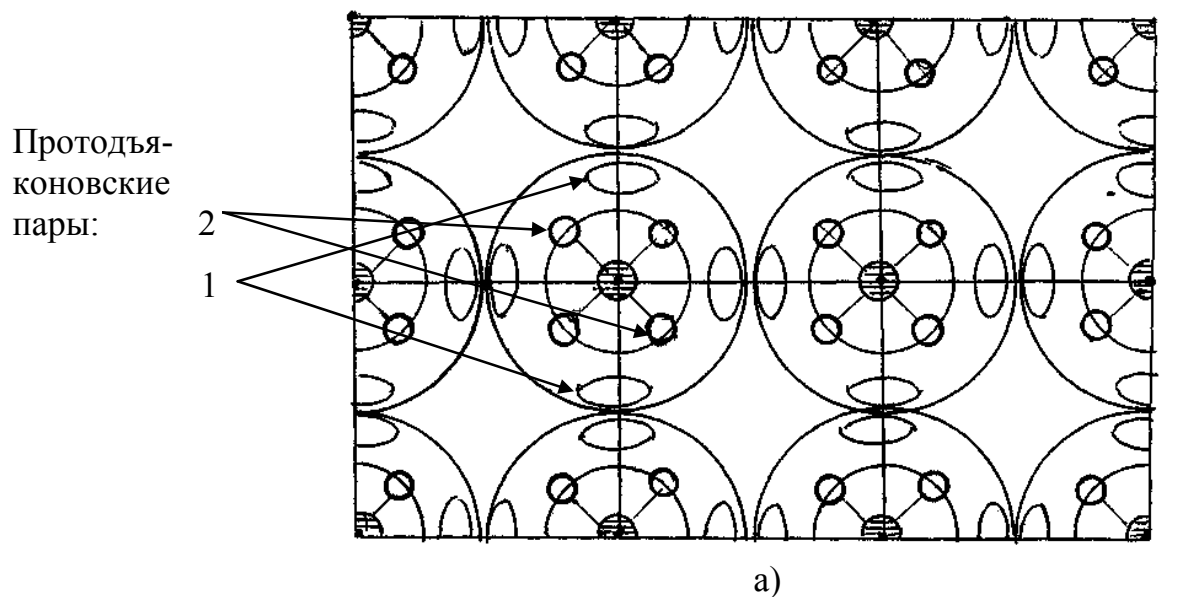


Рис. 22. Схемы электронных структур атомов вещества до (а) и при переходе (б) в сверхнамагниченное состояние под влиянием внешнего магнитного поля  $H$ ; более широкие линии – каналы намагниченности  $M$

Итак, однонаправленная ориентация множества протодьяконовских 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. Протоdjяконова, есть необходимость рассмотреть кинематическую схему механизма взаимодействия электронов с ядрами.

Считая планетарную модель атома водорода правильной и признавая круговое движение отрицательно заряженного электрона в центральном 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, представленный на рис. 23. Очевидно, что все векторы механических и электрических сил, действующих на движущийся электрон по своей орбите, находятся в плоскости орбиты и только собственное магнитное поле электрона в атоме  $H_0$  и вектор обобщенного магнитного момента  $P_m$  направлены перпендикулярно плоскости орбиты. Мгновенный механический момент  $L$ , направленный перпендикулярно плоскости контура орбиты с электрическим током, в нашем случае может возникать только под влиянием внешнего магнитного поля  $H$ . У свободного атома водорода нет  $L$ , а есть только орбитальный механический момент движущегося электрона  $L_{orb}$ , вектор которого лежит в плоскости орбиты.

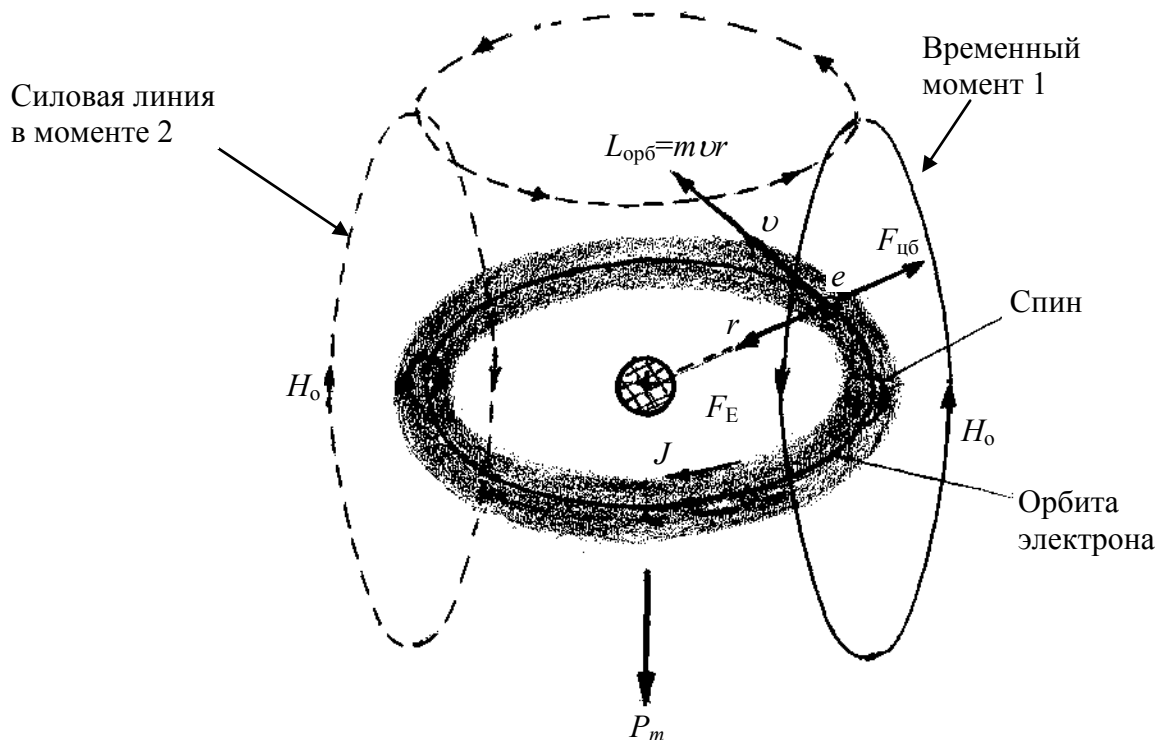


Рис. 23. Мгновенная модель атома водорода:

$L_{орб}$  – механический момент силы вращения;  $F_{цб}$  – центробежная сила;  
 $v$  – орбитальная скорость электрона массой  $m$ ;  $r$  – радиус орбиты;  
 $F_E$  – электрическая сила притяжения электрона;  $J$  – орбитальный электрический ток;  $H_o$  – собственное магнитное поле электрона;  
 $P_m$  – обобщенный магнитный момент

Суммарный механический момент силы  $L_{\Sigma}$ , вращающегося по орбите электрона, направленный перпендикулярно площади орбиты, появляется только при вращении его в нецентральной для орбиты поле взаимодействия. В сложных атомах (число электронов 2 и более) движение всех электронов по своим орбитам происходит в нецентральной 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. 24.

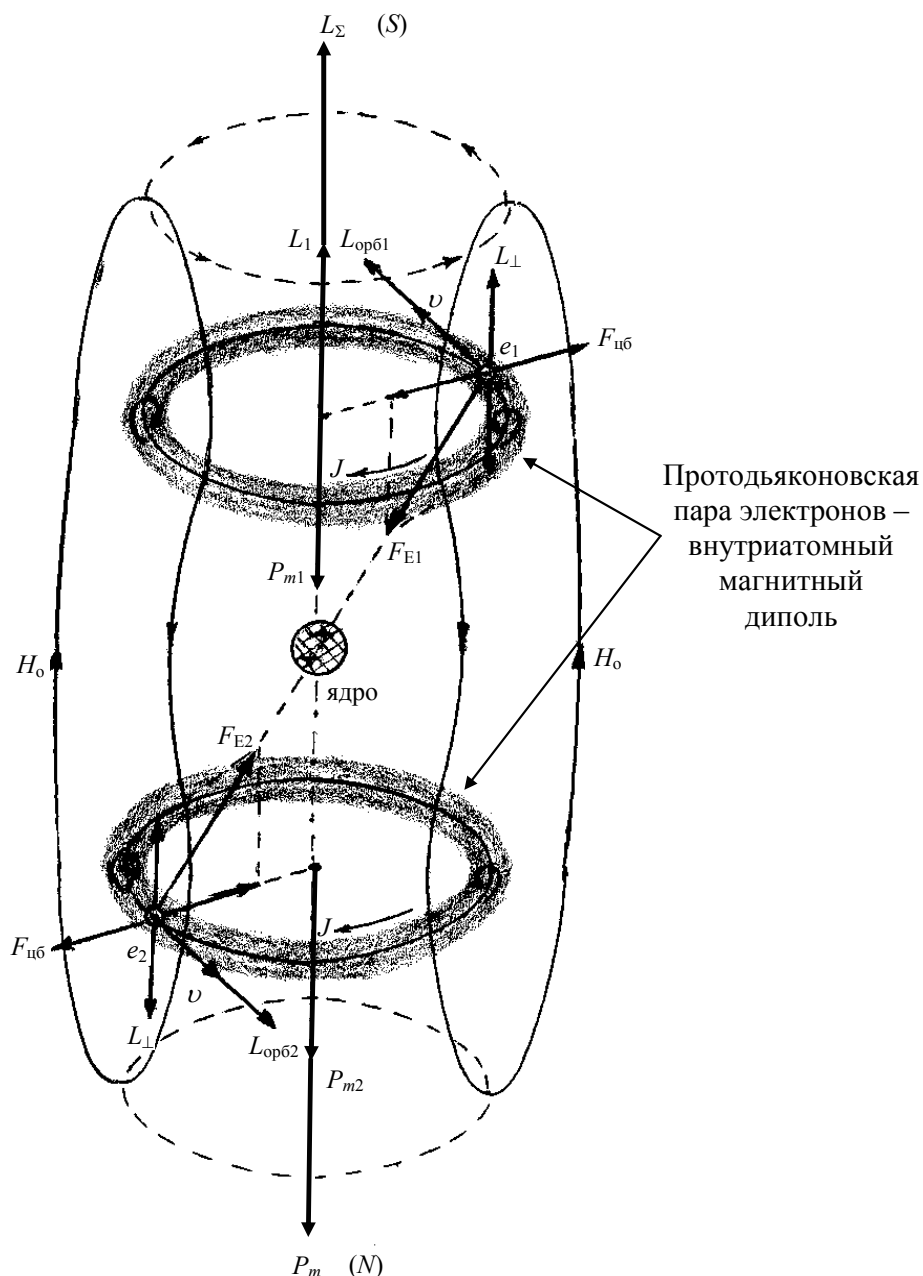


Рис. 24. Одновременная графическая модель атома гелия:

$F_{цб}$  – центробежная сила;  $L_{\perp}$  – перпендикулярный момент силы;  
 $L_{орб}$  – орбитальный момент механической силы вращательного движения;  
 $F_E$  – электрическая сила притяжения к ядру;  $P_m$  – магнитный момент

Исходя из принятой нами модели атома и в согласии с рис. 24, можно считать, что механические моменты сил, возникающие у электронов, движущихся по своим орбитам, уравниваются электрической силой взаимодействия электрона с ядром атома, Источниками магнитных силовых моментов у электронов являются орбитальные и спиновые токи. Спиновое движение элек-

трона в атоме это очевидно не только вращение его вокруг своего центра массы (что противоречит некоторым научным представлениям [70]), но и спиралеобразное движение вдоль его орбиты, Это движение кроме поступательного, имеет две степени свободы кругового движения, например, слева на право или справа на лево. Поэтому магнитное спиновое число  $n=\pm 1/2$ . Из физической теории атома известно, что спиновый механический момент электрона в квантовых единицах измерения равен [30, 33]

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

а спиновый магнитный момент

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

Значение  $P_{m \text{ спи́н}}$  малó и поэтому внешнее магнитное поле  $H$  легко может изменять его знак, т.е. направление спина и, следовательно, создаваемого спиновым движением электрона магнитного поля  $H_0$ . Этим объясняется, например, хорошая перемагничиваемость ферромагнетиков в переменном магнитном поле  $H$ . Если у спаренных протоджяконовских электронов внешнего внутри-атомного уровня разные по знаку спины, то такое вещество, в обычных условиях температур и внешних магнитных полей, не магнитно, т.к. противоположно направленные магнитные поля электронов  $H_0$  компенсируют друг друга и поэтому не реагируют на внешнее поле  $H$ .

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

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

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 [30]:

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

где приращение  $\Delta\omega$  и  $H$  направлены против угловой скорости вращения по орбите от и собственного поля  $H_0$ .

Вероятно, что вид магнетизма и величина намагничиваемости (магнитной восприимчивости  $\chi$ ) зависит 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  $\Delta P_{m \text{ орб}} \ll P_{m \text{ спин}} = P_{m \text{ орб}}$ , то это, при нормальных температурных условиях, является критерием ферромагнетизма;

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

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

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

### ***3.4. К вопросу о магнитоэлектронной теории сверхмагнетизма***

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 поясняет только первичный процесс обычного намагничивания вещества при пропускании по нему электрического тока, а точнее при движении по проводнику электромагнитного поля. Знаем, что переход веществ в сверхмагнитное состояние происходит и без воздействия постоянным электрическим током. Для получения сверхнамагниченности при критических температурах необходимо только воздействие постоянным магнитным полем: самостоятельным или в составе электромагнитного поля электрического тока. Поэтому теория сверхмагнитного состояния, создаваемая взамен теории «сверхпроводимости»

сти», должна состоять только из магнитоэлектростатического 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.

**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, «само-намагничиваются» под действием магнитного поля Земли. У ферромагнетиков показатели магнитной проницаемости  $\mu$  и магнитной восприимчивости  $\chi$  достигают больших величин.

**Парамагнетизм** – разновидность ферромагнетизма, отличающаяся тем, что намагничивание вещества  $M$  происходит под действием значительного внешнего магнитного поля  $H$ . В отсутствие внешнего магнитного поля парамагнетик не намагничивается. Удельная намагниченность (магнитный момент сил)  $M$  парамагнетиков (в том числе и ферромагнетиков) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля  $H$  по известному закону:

$$M = \chi H,$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость вещества.

У парамагнетиков  $\chi$  мала и имеет значения  $10^{-4}$ – $10^{-6}$ .

**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  $\chi$  очень мала и составляет  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  и менее. Поэтому создать и обнаружить эффект диамаг-



нетизма 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 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 возможности и в реальности сосуществует их 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.

**Сверхдиамагнетизм** – это сверхмагнетизм, который по своей сути является (специфическим) диамагнетизмом, так как наведенное поле так же как у обычного диамагнетика направлено против действия внешнего намагничивающегося магнитного поля  $H$ . Кроме того, при температурах до  $T_{кр}$  действует известный закон, что намагниченность (наведенное магнитное поле)  $M$ , оцениваемая магнитным моментом  $P_m$ , линейно зависит от намагничивающегося поля  $H$  как

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

где  $\chi_d$  – парамагнитная или ферромагнитная восприимчивость, равная примерно  $10^{-4} - 10^{-6}$ ;

$m$  – масса магнетика [30].

Нормально намагниченное вещество до  $M = H'$  в момент перехода к сверхмагнетизму при  $T_{кр}$  изменяет свою магнитную восприимчивость  $\chi \approx 10^{-4} - 10^{-6}$  на сверхдиамагнитную восприимчивость  $\chi_c$  сверхмагнетиков («сверхпроводников»)  $\chi_c = 1/4\pi \approx \approx 0,08 \approx 8 \cdot 10^{-2}$ . Это означает увеличение  $\chi_c$  коэффициента восприимчивости намагничивания от 100 до 1000 и более крат.

Факт на много облегченного намагничивания веществ, при температурах меньше  $T_{кр}$ , приводит к тому, что от наведенного в теле 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  $\chi_c$  приводит к сверхнамагничиваемости до насыщения и его сверхдиамагнитное поле  $H_c$  становится на много больше и  $H'$  и  $H$ . При этом намагниченность  $M_c$  возрастает пропорционально массе сверхмагнетика, выраженной в граммах, умноженной на единичное значение  $H_c$  грамм-молекулы вещества. Следовательно, сверхнамагниченность  $M_c$  можно записать в виде:

$$M_c = \chi_c H_c m ,$$

где  $\chi_c$  – сверхдиамагнитная восприимчивость;

$H_c$  – удельное значение сверхдиамагнитного поля;

$m$  – масса сверхмагнетика.

Рассматривая влияние внешнего магнитного поля на магнетизм атомов вещества, следует учитывать, что изначально электроны, вращаясь по своим кольцевым орбитам, имеют такой собственный магнитный момент  $P_{m \text{ орб}}$  (см. рис. 10 и 11), выраженный в гауссовых единицах ( $\text{Гс} \cdot \text{см}^2$ ):

$$P_{m \text{ орб}} = \frac{e v}{c 2 \pi r} \pi r^2 = \frac{e v r}{2 c} \omega ,$$

где  $e$  – заряд электрона;  $v$  – линейная скорость электрона;  $r$  – радиус орбиты;  $\omega$  – угловая скорость орбитального вращения электрона ( $\omega \approx 1015$  об/сек);  $c$  – скорость света.

При этом электрон на орбите обладает механическим моментом  $L_{\text{орб}} = m r^2 \frac{v}{r} = m v r$ .

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

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

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  $\Delta P_m$ , направленный против внешнего магнитного поля  $H$ , и вращательный механический момент

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

Отсюда  $d\omega = \Delta\omega = -\frac{e}{2mc} H$ . Знак минус в этом выражении означает, что дополнительный орбитальный магнитный момент  $\Delta P_{m \text{ орб}}$  во внешнем магнитном поле  $H$  направлен против этого поля. Величина  $\Delta P_m$  определяется по формуле [30]:

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

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

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

Известно, что электрон обладает кроме орбитальных магнитного 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. 11.

Следовательно, электроны атома без воздействия на них внешнего магнитного поля  $H$ , обладают (в векторном выражении) суммарным моментом магнитных сил

$$\overline{P}_{m\Sigma} = \overline{P}_{m \text{ идá}} + \overline{P}_{m \text{ пñèí}}$$

и суммарным моментом механических сил

$$\bar{L}_{\Sigma} = \bar{L}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \bar{L}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} .$$

Магнитные и механические моменты сил электрона в нормальном состоянии атомов уравниваются 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

$$\begin{aligned} \bar{P}_{m\Sigma} &= (\bar{P}_{m \hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{P}_{m \hat{i}\delta\acute{a}}) + (\bar{P}_{m \hat{n}\ddot{e}\acute{i}} + \Delta\bar{P}_{m \hat{n}\ddot{e}\acute{i}}) = \\ &= \bar{P}_m + \Delta\bar{P}_{m \hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{P}_{m \hat{n}\ddot{e}\acute{i}} . \end{aligned}$$

В результате магнитное поле одного электрона равно

$$\bar{I}_{\Sigma} = \bar{I}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{I}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \bar{I}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} + \Delta\bar{I}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} .$$

После устранения внешнего поля  $H$  ( $H=0$ ) у магнетика еще некоторое время, зависящее от температуры тела, сохраняется остаточная намагниченность

$$\bar{M}_{\hat{i}\hat{n}\delta} = \bar{I}_m + \Delta\bar{H}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{I}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} .$$

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  $L_{\Sigma}$  атомного электрона под действием внешнего поля  $H$  равен

$$\bar{L}_{\Sigma} = (\bar{L}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{L}_{\hat{i}\delta\acute{a}}) + (\bar{L}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} + \Delta\bar{L}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}})$$

или

$$\bar{L}_{\Sigma} = \bar{L} + \Delta\bar{L}_{\hat{i}\delta\acute{a}} + \Delta\bar{L}_{\hat{n}\ddot{e}\acute{i}} .$$

С целью выяснения вклада в магнитные свойства орбитального и спиновых движений электрона необходимо сопоставить соотношения соответствующих магнитных и механических моментов электронов. Как уже указывалось

$$\frac{P_{m \hat{i}\delta\acute{a}}}{L_{\hat{i}\delta\acute{a}}} = \frac{e}{2mc} .$$

Теоретические исследования и экспериментальные сведения показали, что спиновый механический момент электрона в атоме  $L_{\text{спин}}$  в два раза меньше его минимального орбитального механи-

ческого момента  $L_{\text{орб}}$  и равен  $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ , а спиновый магнитный мо-

мент  $P_{m \text{ спин}}$  равен орбитальному магнитному моменту

$$P_{m \text{ спи́и}} = P_{m \text{ о́рб}} = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (h - \text{постоянная Планка}).$$

Отношение

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

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  $L_{\text{орб}}$ , т.к. 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  $\Delta \bar{L}_{\Sigma} = \Delta \bar{L}_{\text{орб}} + \Delta \bar{L}_{\text{спи́и}}$ , где  $\Delta L_{\text{орб}} > \Delta L_{\text{спи́и}}$ , есть движущая сила, разворачивающая некоторые парные электроны атома, создавая этим атомное магнитное поле  $H_a$  или намагниченность  $M_a$ , направленную параллельно (в направлении или против) направлению внешнего поля  $H$ . Так поатомно происходит намагничивание многих тел в среде внешнего магнитного поля  $H$ . Это намагничивание нестабильно и при снятии внешнего поля  $H$  оно, как правило, постепенно исчезает. Так это происходит у парамагнетиков и диамагнетиков при естественных (природных) температурах. В ферромагнетиках некоторая часть остаточного магнитного поля стабилизируется – сохраняется достаточно долго.

По предельной петле гистерезиса при перемагничивании определяют значения остаточной магнитной индукции  $B$  и коэрционной силы  $H_k$ , характеризующих важнейшие свойства магнитного материала. По критериальной (критической) величине коэрцитивной силы магнитные материалы подразделяют на магнитно-мягкие ( $H_k < 4$  кА/м) и магнитно-твердые ( $H_k > 4$  кА/м). Отличительной особенностью магнитно-твердых материалов является стабильная остаточная намагниченность после снятия внеш-

него 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 К-Онесса с разрезанием «сверхпроводящего» кольца писал, что «отклонение магнитной стрелки... при перерезке кольца несколько не изменилось – так как если бы кольцо представляло собой не проводник с током, а магнит» [67, стр. 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.

### ***3.5. О смешанной (переходной) фазе сверхмагнетизма***

В данном параграфе очень кратко рассматривается природа, так называемых «сверхпроводников 2 рода», а в нашем понимании смешанных сверхмагнетиков или сверхмагнетиков 2-го 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 породить другой по сути ток с и большей интенсивностью. Он может только намагничивать, создавать 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 К-Онесса (в 1911 г.) к открытию сверхпроводимости. Измеряя сопротивление чистой ртути, он обнаружил, что при  $4,12^\circ$  (по нашим теперешним сведениям) сопротивление почти мгновенно исчезает, т.е. его температурная зависимость имеет вид, схематически изображенный на рис. 26.

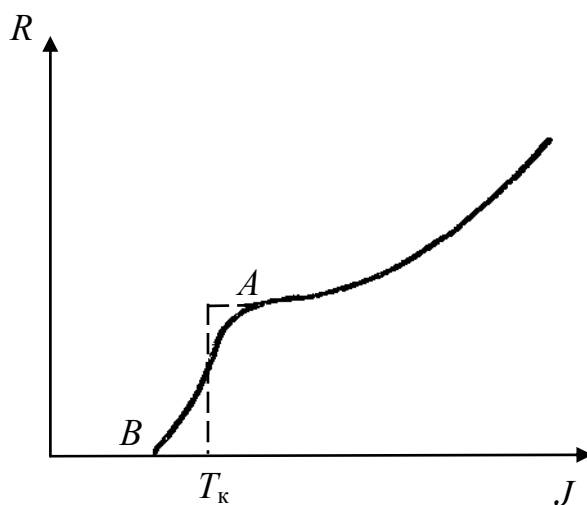


Рис. 26. Изменение сопротивления при возникновении сверхпроводимости

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  $1/1500^\circ$ ) и наступление сверхпроводимости может считаться резким (пунктирная линия на рис.26). При

этом температура перехода, называемая так же критической температурой  $T_K$ , имеет вполне определенное значение. Если же переходная область относительно широка, то под  $T_K$  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  $T_K$  нужно понимать значение критической температуры, экстраполированное к току, равному нулю» [16, стр. 10-11].

В работе [67] 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. 27 приведены результаты соответствующих измерений [67, стр. 12].

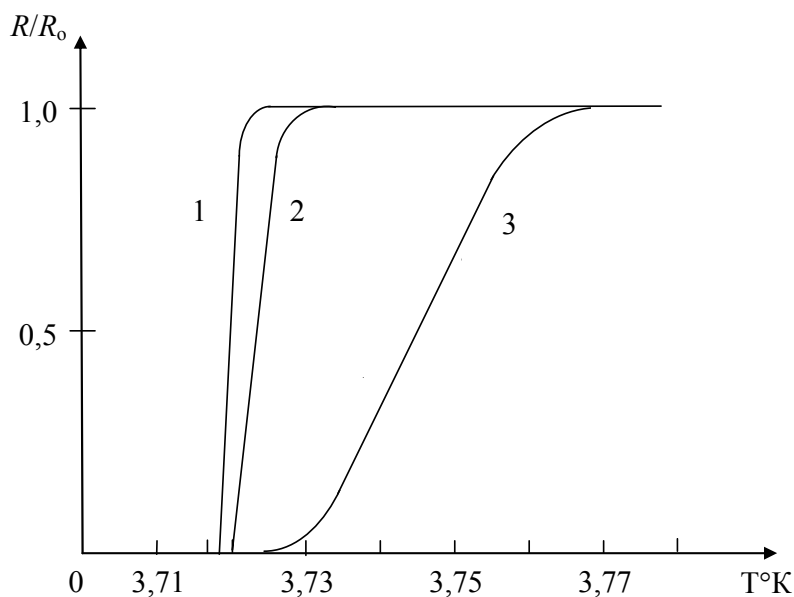


Рис. 27. Влияние качества образца на резкость перехода олова в сверхпроводящее состояние: 1 – монокристалл чистого олова, 2 – поликристаллический образец чистого олова, 3 – поликристаллический образец менее чистого олова [67]

Приведем для убедительности еще одни сведения. Типичные зависимости магнитной индукции  $B$  от внешнего магнитного поля  $H$  для «сверхпроводников» первого и второго рода показаны на рис. 28 [29, стр. 55].



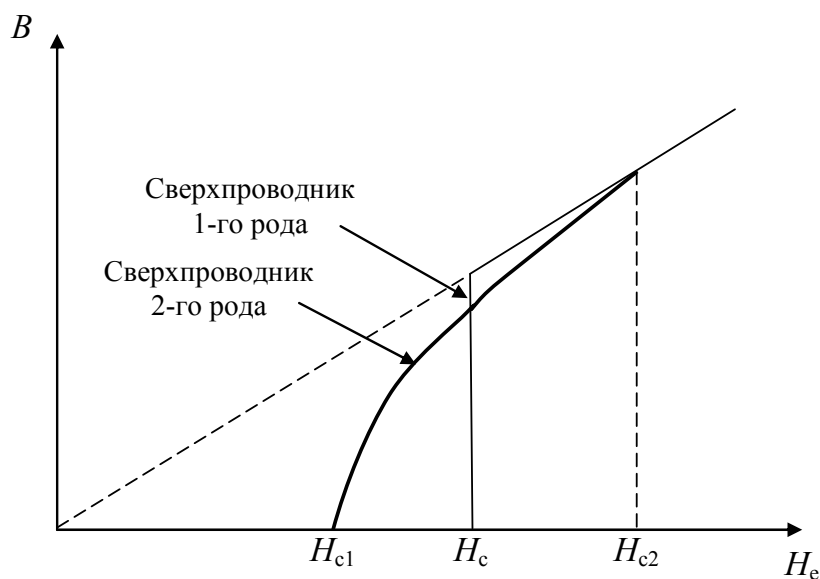


Рис. 28. Зависимость индукции  $B$  от величины приложенного поля  $H_e$  для сверхпроводников первого и второго рода в форме длинного цилиндра

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  $T_H$  и до температуры конца  $T_K$  этого намагничивания. Заметный температурный материал  $T_H-T_K$  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  $\Delta T_{кр} = T_H - T_{кр}$ . 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 на-

чала 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, см. табл. 5.

Таблица 5

**Критические температуры соединений и их элементов**

Соединение	$T_{кр}, ^\circ\text{K}$	Элемент	$T_{кр}, ^\circ\text{K}$	Элемент	$T_{кр}, ^\circ\text{K}$
NbAl	18,0	Nb	9,3	Al	1,19
Nb <sub>2</sub> Al	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 <sub>3</sub> Ga	14,5	V	5,46	Ga	1,09
JnLa <sub>3</sub>	10,4	Jn	3,37	La	4,88
ZrRe <sub>2</sub>	6,8	Zr	0,7	Re	0,9
ZrV <sub>2</sub>	8,8	Zr	0,7	V	4,3
ZrNb <sub>6</sub>	10,8	Zr	0,7	Nb	9,3

Среди химических соединений из двух разноименных элементов можно найти и противоположную зависимость критических температур соединений от  $T_{кр}$  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 тем-

пературным ( $\Delta T_{кр}$ ) 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 ( $M_c$ ) теряет стабильность, появляется обычная нестабильная и уменьшающаяся намагниченность  $M$ . Так  $M_c$  постепенно переходит в  $M$  и исчезает. Это промежуточное, переходное состояние, когда образец обладает  $M_c$  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  $M_c$  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: 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, зерненной или молекулярной структуры мате-

риала сверхмагнитного тела. Различная пространственная ориентация кристаллов зерен даже чистого металла требует разной интенсивности (разной напряженности, энергии, силы) для нужной прецессии протодъяконовских 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 большой 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 микрон неоднородности 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 отличающихся 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 *флюксонидов*, «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» [10, стр. 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 второго 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  $R \rightarrow \infty$  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 чистого железа при понижении его температуры до  $768^\circ\text{C}$  (точка  $\alpha \leftrightarrow \beta$  превращения II рода, точка Кюри). Известно, что это фазовый переход второго рода из немагнитного к магнитному состоянию и обратно. Переходы от немагнитного к диамагнитному и от магнитного к диамагнитному состоянию надо считать фазовым переходом третьего рода.

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 ( $R \rightarrow \infty$ ), 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, т.к. 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 электрической цепи керамического диэлектрика и обычной лампы накаливания после охлаждения и перехода диэлектрика в «сверхпроводящее» состояния загоралась бы электрическая лампочка. Если этого не происходит, а магнитное поле диэлектрика фиксируется, то мы имеем дело с каким-то магнетизмом (в частности, с диамагнетизмом) диэлектрика и немагнетика в условиях нормальных температур.

### ***3.6. О новом подходе при решении проблем практического использования не «сверхпроводимости», а 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 сверхдиамагнитностью, то вся теория и методология решения практических задач использования этого явления должны быть другими.

Еще К-Оннес считал, что с помощью «сверхпроводников» можно создать установки для получения *сильных* магнитных полей [65]. И действительно, такие установки созданы, как говорится, по образу и подобию обычным соленоидам. 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. Целью стабилизации «сверхпроводящего» состояния обмотки соленоида используют два спо-

соба: 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 сверхпроводниковой проволоки, занимающей в центре сечения провода всего 5-15% площади, а остальное – тот же *стабилизирующий* металл, а именно Cu и Al.

Вторая проблема «сверхпроводящих» проводов обмотки соленоида заключается в следующем. Выгодно использовать «высокотемпературные сверхпроводники – сверхпроводники второго рода». Однако эти материалы имеют сопротивление электрическому току и нагреваются. 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 [47].

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 усиливать особо прочными распорками, делать прочный каркас такого магнита, помещать между витками 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» материала [47].

Вероятно, все вышперечисленные 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 не «сверхпроводящей» (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 К-Оннеса, В.К. Аркадьева и других исследователей.

В случае использования криогенных сверхмагнитов в круговых исследовательских ускорителях элементарных частиц вещества, 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 воз-



буждения, 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 [47] 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 сверхдианамагнитических тел? Очевидно, что сила такого взаимодействия зависит от направленности, массы и площади поверхности дианамагнитического 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 винтового 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. Матери-

альные поля, как и сама полевая материя, могут быть опорой для движения принципиально нового вида летательных аппаратов – для магнитолетов.

Все известные невещественные энергетические поля являются, по-существу, магнитными и электрическими, и гравитационные поля обладают 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, т.к. есть возможность (после первого взлета с Земли) использовать холод космоса. Можно так же аккумулировать, накапливать космический холод, который, возможно, будет еще необходим для возбуждения сверхдиамагнетизма рабочего тела. Этот холод является своего рода источни-

ком для увеличения внутриатомной энергии движения электронов и появления сверхмагнетизма тел.

Метастабильность сверхдиамагнетизма – это важнейшее его свойство, позволяющее регулировать, переориентировать в пространстве, т.е. управлять диполем, 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 так же 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 естественные 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, ни что иное, как магнитолет. Свидетельством этому можно считать то, что вблизи НЛО магнитные и даже гироскопические компасы, электронные приборы и даже 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 так же 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) свидетельствует 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.

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.

## Заключение

Автор, не будучи дипломированным физиком, 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 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, оставшихся без ответа вот уже сто лет, очень много. Но если принять изложенное выше понимание явления, открытого К-Онессом, то практически на все 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 сверхмагнетизма, 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 про-

водимостей, дырочной проводимости полупроводников и проводимости тока смещения), а так же 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 магнитными явлениями «видят» исключительно только *вещественные* 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 сверхмагнетизм – диамагнетизм второго (особенного) рода!

## Библиографический список использованной литературы

1. Абрикосов А.А. О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы. «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1957, в. 6, с. 1442.
2. Александров А.С. и др. Физика сверхпроводимости: Учеб. пособие. – М.: МИФИ, 1985. – 72 с.
3. Асламазов Л.Г., Губанков В.Н. Слабая сверхпроводимость. – М.: Знание, 1982. – 64 с.
4. Бардин Дж., Шриффер Дж. Новое в изучении сверхпроводимости. Перевод с англ. – М: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1962. – 171 с.
5. 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.
6. Боголюбов Н.Н. О новом методе в теории сверхпроводимости. – Дубна, ОИЯИ, 1957. – 16 с.
7. Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Шарков Д.В. Новый метод в теории сверхпроводимости. – М.: АН СССР, 1958. – 158 с.
8. Боголюбов Н.Н. (мл.), Ермаков А.Н., Курбатов А.М. К вопросу о существовании сверхпроводимости и ферромагнетизма. – Дубна: ОИЯИ, 1976. – 21 с.
9. Большанина М.А. Сверхпроводимость. – Томск: Изд-во Томск. Ун-та, 1972. – 105 с.
10. Боронин В.Н., Коровкин Н.В., Кузнецов И.Ф. Теоретические основы электротехники: Электромагнитные характеристики сверхпроводников: Учеб. пособие. – СПб.: СПбГПУ, 2003. – 108 с.
11. Буккель Вернер. Сверхпроводимость. Основы и приложения. Перевод с англ. – М.: «Мир», 1975. – 366 с.
12. Волков Б.А., Гинзбург В.Л., Копаев Ю.В. О сверхмагнетизме в модели со спонтанными токами. – Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.4, М.,1978г. – стр.221-226.
13. Винецкий В.И., Каширина Н.И., Пашицкий Э.А. Биполярные состояния в ионных кристаллах и проблема высокотемпературной проводимости. – Киев: Инст-т полупроводников, 1991. – 31 с.



14. Габович А.М., Моисеев Д.П. Сверхпроводимость в обобщенной модели «желе». – Киев: Инст-т физики, 1980. – 30 с.
15. Геворкян С.Г., Добровольский Н.М. Разрушение метастабильного сверхпроводящего состояния мелкодисперсных коллоидов олова при облучении рентгеновскими лучами. – Ереван: Изд. АН АрмССР. 1989. – 28 с.
16. Гинзбург В.Л. Сверхпроводимость. – М.-Л.: Изд. АН СССР, 1946. – 204 с.
17. Глебов В.Л., Лаверик Ч., Шахтарин В.Н. Электрофизические проблемы исследования сверхпроводимости. – Л.: Наука, 1980. – 255 с.
18. Григорович В.К. Периодический закон Менделеева и электронное строение металлов. – М.: Наука, 1966. – 286 с.
19. Григорович В.К. Металлическая связь и структура металлов. – М.: Наука, 1988. – 296 с.
20. Григорович В.К. Электронное строение и термодинамика сплавов железа. – М.: Наука, 1970. – 292 с.
21. Григорович В.К. Жаропрочность и диаграммы состояния. – М.: Металлургия, 1969. – 324 с.
22. Давыдов А.С. Высокотемпературная сверхпроводимость. – Киев: Наукова думка, 1990. – 176 с.
23. Дагман Э.И. Применение сверхпроводимости в вычислительной технике. – Новосибирск: СО АН СССР, 1961. – 152 с.
24. Дмитренко И.М. В мире сверхпроводимости. – Киев: Наукова думка, 1981. – 194 с.
25. Дякин В.В., Лебедев Ю.Г. Магнитостатический подход к решению задач прикладной сверхпроводимости. – «Высокотемпературная сверхпроводимость» 1989 г. – Свердловск-Сыктывкар, 1990. – 18 с.
26. Зайцев Р.О., Орлов В.Г. Введение в теорию сверхпроводимости: Учеб. пособие. – М.: МФТИ, 1935. – 108 с.
27. Зайцев Р.О., Иванов В.А., Михайлова Ю.В. Сверхпроводимость в модели Хаббарда. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. – 36 с.
28. Зайцев Р.О. Теория высокотемпературной сверхпроводимости. – М.: МФТИ, 1993. – 81 с.

29. Зеликман М.А. Физика конденсированного состояния вещества. Основы физики сверхпроводников: Учеб. пособие. – СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2002. – 92 с.
30. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики: Учеб. пособие. Т. II Изд. 2-е. – М.: Наука, 1965. – 366 с.
31. Каганов М.И., Филатов А.П. Поверхность Ферми. – М.: Знание, 1969. – 64 с.
32. Карнаухов И.Н. Электронное спаривание в решетке Кондо. Прекринт. – Киев, ИМФ, 1989. – 19 с.
33. Корсуновский М.И. Оптика. Строение атома. Атомное ядро. – М.: Наука, 1964. – 527 с.
34. Киржниц Д.А., Максимов Е.Г., Хомский Д.И. Диэлектрический формализм в теории сверхпроводимости. Прекринт. – М., 1973. – 34 с.
35. Кресин В.З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. – 2-е изд. перераб. – М.: Наука, 1978. – 190 с.
36. Лебедев Т.А., Федюкин В.К. Переход металлов в сверхпроводящее состояние как фазовый переход второго рода. В сб.: «Научно-технич. Конференция», Секция машиностроения, Тезисы докладов. – Л.: Изд. ЛПИ, 1968. С. 20.
37. Лебедев Т.А., Федюкин В.К. Некоторые вопросы металловедения сверхпроводников. Руды ЛПИ, № 314, «Машиностроение». – Л.: «Машиностроение», 1970. С. 140-145.
38. Лебедев Т.А., Федюкин В.К. Металловедение сверхпроводников. Конспект лекций. – Л.: Изд-во ЛПИ, 1971. – 42 с.
39. Козлолв Н.Н., Федоров М.А. Сверхпроводимость. – М.: «Знание», 1971. – 32 с.
40. Кресин В.З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. – 2-е изд. перераб. – М.: Наука, 1978. – 190 с.
41. Кулик И.О. Слабая сверхпроводимость (Прекринт). – Свердловск, ИФМ. – 68 с.
42. Линтон Э.А. Сверхпроводимость. – М.: «Мир», 1971. – 262 с.
43. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм: Учеб. пособие. – М.: «ОНИС 21 век», «Мир и образование», 2005. – 465 с.
44. Мейлихов Е.З. Общая физика сверхпроводников: Учеб. пособие. – М.: МФТИ, 2003. – 83 с.
45. Металловедение и металлофизика сверхпроводников / од ред. Е.М. Савицкого и В.В. Барона. – М.: Наука, 1967.

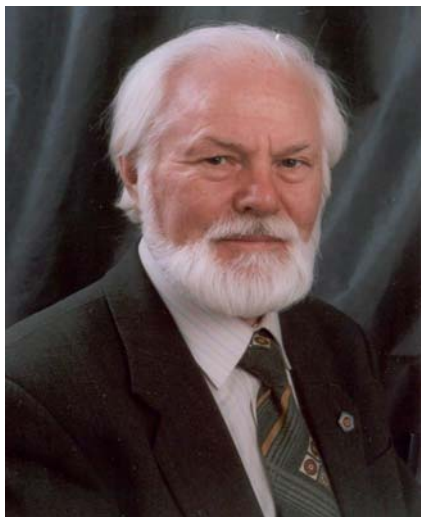
46. Морозов А.И. Высокотемпературная сверхпроводимость. Предлагаемые механизмы: Учеб. пособие. – М.: МИРЭА, 1996. – 58 с.
47. Мняян М.Г. Сверхпроводники с современным мире. – М.: Просвещение, 1991. – 159 с.
48. Пашицкий Э.А. Сверхпроводимость и сверхтекучесть в природе и технике. – Киев: Знание, 1978. – 47 с.
49. Педан А.Г. Сверхпроводимость и зарядово-упорядоченное состояние систем с локализованными центрами спаривания: Автореф. дис. – Харьков, 1984. – 15 с.
50. Протодьяконов М.М. Свойство порообразующих минералов и их электронное строение. – М.: Наука, 1965. – 88 с.
51. Протодьяконов М.М. Свойства и электронное строение порообразующих минералов. – М.: Наука, 1969. – 206 с.
52. Протодьяконов М.М. Гипотеза о строении электронных оболочек атомов и молекул. – М.: ИГД ИН СССР, 1957.
53. Роуз-Инс А. и Родерник Е. Введение в физику сверхпроводимости. – М.: «Мир», 1972. – 272 с.
54. Рыдник В.И. Электроны шагают в ногу или история сверхпроводимости. – М.: Знание, 1986. – 191 с.
55. Савицкий Е.М., Барон В.В., Ефимов Ю.В. и др. Металловедение сверхпроводящих материалов. – М.: Наука, 1969. – 265 с.
56. Сан-Жам Д. и др. Сверхпроводимость второго рода. – М.: «Мир», 1970. – 364 с.
57. «Теория сверхпроводимости». Под. пред. акад. Н.Н. Боголюбова. – М.: Изд. иностр. литературы, 1960. – 416 с.
58. Тинкхам Майкл. Введение в сверхпроводимость. – М.: Атомиздат, 1980. – 310 с.
59. Ткаченко Н.П. Сверхпроводимость и сверхтекучесть: Учеб. пособие для студ. МТУ. – пос. Протвино (Моск. обл.): ИФВЭ, 1993. – 169 с.
60. Тулуб А.В., Халфин Л.А. Сверхпроводимость. – Л.: Знание, 1966. – 35 с.
61. Федюкин В.К. Не сверхпроводимость электрического тока, а сверхнамагничиваемость материалов. – М.: КНОРУС, 2008. – 120 с.

62. Федюкин В.К. О материи простейших структур и физико-философских выводах из ее признания. – Л.: ЛВИКА им. А.Ф. Можайского, 1965. – 117 с.
63. Френкель Я.И. Сверхпроводимость. – М.-Л.: ОНТИ, 1936. – 19 с.
64. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. М.-Л.: Гос. Изд. технико-теоретич. литературы, 1950.
65. Халатников И.М. Теория сверхтекучести. Монография. – М.: Наука, 1971. – 320 с.
66. Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. пособие для вузов. – М.: Изд-во МФТИ, 2003. – 158 с.
67. Шабло А.А. Квантование магнитного потока в сверхпроводящих микроцилиндрах: Автореф. дис. – Харьков, 1978. – 19 с.
68. Шенберг Д. Сверхпроводимость. – М.: Изд. иностр. литературы, 1955. – 288 с.
69. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. – М.: Наука, 1970. – 311 с.
70. Явелов Б.Е. Ранняя история сверхпроводимости, 1911-1935 гг.: Автореф. дис. – М, 1985. – 9 с.
71. Яворский Б.М., Селезнев Ю.А. Справочное руководство по физике. – М.: Наука, 1975. – 624 с.
72. Яковлев В.П., Мишин Г.И. Металлические стекласверхпроводники. Препринт. – Л.: Физ-тех. инст-т АН СССР, 1991. – 23 с.

## Содержание

Введение .....	4
1. Факты и их интерпретации.....	6
1.1. Опыты Камерлинг-Оннеса .....	6
1.2. Эффекты, обнаруженные К-Оннесом и Б.Д. Джозефсоном .....	13
1.3. Опыты В. Мейсснера и Р. Оксенфельда .....	16
1.4. Об «эффекте Мейсснера» .....	18
1.5. Эксперимент В.К. Аркадьева .....	23
1.6. О физической природе сверхдиамагнетизма.....	26
1.7. Разрушение «сверхпроводимости».....	28
2. Краткий анализ основных «теорий сверхпроводимости электрического тока» .....	32
2.1. Понятия о электрических зарядах, электрическом токе и электросопротивлении проводников.....	32
2.2. Гипотезы о физической природе «электрической сверхпроводимости» .....	41
2.3. Феноменологическое (макроскопическое) описание «электрической сверхпроводимости» .....	51
2.4. Термодинамика и «сверхпроводимость» .....	55
2.5. Термодинамика перехода тел к сверхдиамагнетизма .....	58
3. Введение в субмикроскопическую (внутриатомную) теорию сверхдиамагнетизма .....	65
3.1. Анализ планетарной модели атома .....	65
3.2. Непланетарные модели атома и магнетизм .....	70
3.3. Еще немного о физической природе феномена открытого К-Оннесом .....	85
3.4. К вопросу о магнитостатической теории сверхмагнетизма .....	95
3.5. О смешанной (переходной) фазе сверхмагнетизма .....	102
3.6. О новом подходе при решении проблем практического использования не «сверхпроводимости», а сверхдиамагнетизма .....	110
Заключение .....	118
Библиографический список использованной литературы.....	120

## Сведения об авторе



Федюкин Вениамин Константинович доктор технических наук, профессор кафедры управления качеством и машиноведения Санкт-Петербургского государственного инженерно-экономического университета – специалист в области механики твердого деформируемого тела, материаловедения, технологии машиностроения и управления качеством технических изделий. Он действительный член (академик) Метрологической академии и Академии проблем качества РФ, член-корреспондент Международной академии наук высшей школы и Санкт-Петербургской инженерной академии.

Окончил в 1960 г. Балтийское высшее военно-морское училище подводного плавания по штурманской специальности. Десять лет служил в Советской Армии (ВМФ и РВ). Работал заведующим лабораторией металловедения и старшим научным сотрудником Ленинградского политехнического института (теперь университета), ученым секретарем Междугосударственного координационного совета Северо-западного отделения АН СССР, начальником отдела Всесоюзного научно-исследовательского технологического института, заведующим сектором Ленинградского института проблем машиноведения АН СССР, заведующим кафедрой управления качеством и машиноведения Санкт-Петербургского государственного инженерно-экономического университета (1995-2005 гг.). В настоящее время работает профессором той же кафедры.

Федюкин В.К. автор более 200 научных, учебных и методических публикаций, из которых 15 книг и 18 авторских свидетельств на изобретения способов термоциклической обработки (ТЦО) металлических изделий. Занимается решением проблем механики, металловедения, физики, квалиметрии, сопротивления материалов и управления качеством в производственно-технологических системах предприятий.

Преподает дисциплины: материаловедение, квалиметрия, управление процессами, метрология и стандартизация, управление качеством и др.

УДК 338.945:530.1

**Вениамин Константинович Федюкин**

д.т.н., профессор кафедры управления качеством и машиноведения  
Санкт-петербургского государственного инженерно-экономического университета, e-mail: kaf16@engesc.ru

## **ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ СВЕРХДИАНАМАГНИЧИВАЕМОСТИ ВЕЩЕСТВ**

**Аннотация:** Утверждается, что обнаруженное К-Оннесом явление есть метастабильная диаполяризация электронной структуры атомов и, как следствие этого, сверхдианамагничность всего тела. Изложена оригинальная модель микроскопической теории сверхмагнетизма. Разрабатываемый автором подход к созданию новой теории сверхдианамагничности веществ при низких закритических температурах представляется более адекватным физической природе этого явления, что очевидно позволит решить многие принципиальные проблемы науки и практики использования сверхдиамagnetизма в технике будущего.

**Ключевые слова:** сверхдиамagnetизм; «сверхпроводимость»; физика сверхдиамagnetизма.

**Fediukin V.K.**

## **THE ELEMENTS THEORY SUPERDIAMAGNETIZATION MATTERS**

**Abstract:** It is approved that discovered by Kamerling-Oness phenomenon is stable polarization of electron structure of atoms and as a sequence is superdiamagnetization of the body in the whole. It is proposed to consider this phenomenon as superdiamagnetization but not as superconductivity of electricity. The original model of microscopic theory of superdiaqmagnetism is presented here. Developed by author approach to creation of new theory of matter superdiamagnetization under low over critical temperatures seems to be more adequate to physical nature of this phenomenon. It is evident this theory will al-

low to solve various principled problems of science and practice for application of superdiamagnetic in future engineering.

**Key words:** superdiamagnetic, «superconductivity of electriciti», physics superdiamagnetic.

Давно известно, что электрическое сопротивление металлов уменьшается с понижением их температуры и при очень низких температурах стремится к некоторому пределу – остаточному электросопротивлению. Голландский исследователь этой закономерности Гейке Камерлинг-Оннес в 1911 г. производил опыты при температуре жидкого гелия 4.2К. Эксперименты К-Оннеса и его последователей производились двояко: 1. пропусканием постоянного электрического тока по исследуемому проводнику и 2. путем предполагаемой индукции какого-то электрического тока в кольцеобразном металлическом образце под действием постоянного ферромагнита.

В первом случае измерение электросопротивления производилось потенциометрическим способом – гальванометром (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 потенциалов на её концах. По разности потенциалов ( $\Delta V$ ) можно косвенно судить об электросопротивлении проводника электрическому току. При магнитометрическом измерении можно опреде-



лить 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 К-Оннеса показали, что при гелиевой температуре на концах токопроводящей платиновой проволоки разность потенциалов  $\Delta V$ , измеряемая обычным гальванометром, внезапно исчезает. [1,2] Несколько ранее это же явление наблюдал сотрудник К-Оннеса по Лейденской криогенной лаборатории квалифицированный физик Гиллес Холст [1]. Это удивительное явление, вот уже почти 100 лет остающееся предметом научных дискуссий, было необоснованно названо К-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 отсут-

вие падения напряжения ( $\Delta V=0$ ) не от «сверхпроводимости» с  $R=0$ .

Из факта исчезновения разности потенциалов (напряжений)  $\Delta V$  на концах платиновой и других токопроводящих проволок, находящихся под электронапряжением от источника постоянного (не знакопеременного) напряжения (например, от электрической батареи, как в опытах К-Оннеса и других), можно сделать вывод о том, что металлические проволоки при гелиевых температурах становятся не сверхпроводниками, а наоборот, диэлектриками, т.е. изоляторами с  $R=\infty$  для данного токопроводящего материала при определенных для него докритических значений тока проводимости  $I$ , электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей. Следовательно, при наступлении так называемой «сверхпроводимости» любых материалов (в том числе и металлических) электрический ток не течет и поэтому  $\Delta V=0$ , а  $R\rightarrow\infty$ .

Причина прекращения тока проводимости в металлах, при температуре ниже критической, состоит в появлении у этих материалов сильного, блокирующего ток, противопололя – сверхдиамагнитного поля [3], которое, как известно, при последующем увеличении  $E$  или  $H$  разрушает метастабильное диамагнитное поле и ток восстанавливается с прежним электросопротивлением. Эти утверждения автора подтверждаются результатами многих экспериментов по изучению «сверхпроводимости». Так, например, К-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, 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 соответствующие опыты были произведены, а их результаты до сих пор неверно интерпретируются как сверхпроводимость.

В результате кратковременного воздействия постоянным магнитом на кольцеобразный металлический образец, находящийся в дьюаре при температуре жидкого гелия, он становился магнитным и его остаточную намагниченность измеряли за пределами дьюара **магнитомером**. Наведенное магнитное поле кольца сохраняется стабильным (при закритической криогенной температуре) неограниченное время. Но из этого не следует, что в кольце циркулирует особенный 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 электродинамики тока. Наличие постоянного магнитного поля вблизи кольца доказывает его намагниченность, а не то, что в нем будто бы течет неестественный сверхток сверхпроводимости.

К-Оннес, экспериментируя, разрезал обычное немагнитное свинцовое кольцо, в котором, как предполагалось, индуцирован сверхпроводимый электрический ток и ожидал исчезновения у него наведенного магнитного поля. Однако отклонение магнитной стрелки, регистрирующей силу магнитного поля, при разрезании кольца не изменилось, «как если бы кольцо представляло собой ... магнит» [2, стр. 5]. Этот эффект, обнаруженный впервые К-Оннесом, и все аналогичные эффекты так называемых «контактов Джозефсона» легко объясняются магнитными взаимодействиями, аналогично тому, как это происходит между сближенными частями некогда единого постоянного магнита или между пластинами обычного конденсатора.

При объяснении эффекта «сверхпроводимости» в экспериментах с кольцами обычно предполагается, что постоянный магнит, помещенный в центр кольца, индуцирует (возбуждает) в нем электрический ток. При этом ссылка делается на законы электродинамики Фарадея–Максвелла. Однако, общеизвестно, что Фарадей экспериментально доказал, что только переменный (а не постоянный) электрический ток возникает под влиянием внешнего, **переменного во времени** магнитного поля  $H$  (в теории  $rot H$ ). Максвелл описал эту закономерность формулами (законами) электродинамики, в которых отражена зависимость индуцируемого переменного электрического тока проводимости  $j$  в результате воздействия на проводник изменяющегося во времени внешнего магнитного поля  $H$ . В теории Максвелла имеем  $rot H$ ,  $rot B$ ,

$\text{rot } E$ ,  $\text{div } E$ ,  $\text{div } B$  и другие векторные характеристики, изменяющиеся с течением времени  $t$ . Основопологающие для электродинамики формулы Максвелла имеют вид:

$$\begin{aligned}\text{rot } H &= \frac{4\pi}{c} j , \\ \text{rot } B &= \mu\mu_0 j + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} , \\ \text{rot } E &= -\frac{\partial B}{\partial t} , \\ \text{div } E &= \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} , \\ \text{div } B &= 0 ,\end{aligned}$$

где:

$H$  – вектор внешнего магнитного поля,

$B$  – вектор магнитной индукции (у проводников  $B \approx H$ ),

$E$  – вектор электрической напряженности,

$j$  – вектор плотности электрического тока,

$\rho$  – плотность электрических зарядов,

$\mu\mu_0$  – абсолютная магнитная проницаемость среды,

$\epsilon\epsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды

$c$  – скорость света в окружающей среде.

Очевидно, что если магнитное поле  $H$  не изменяется во времени  $t$ , то есть, если  $H = \text{const}$  и  $\text{rot } H = 0$ , то  $B = \text{const}$  и  $\text{rot } B = 0$ . При этом  $\text{rot } E = 0$ , т.е. электрическая напряженность в проводнике не возникает и поэтому тока индукции  $j$  не бывает. Законы и формулы Максвелла не относятся к постоянным электрическим токам, постоянным магнитным и электрическим полям, как в слу-

чае со «сверхпроводимостью». В электродинамике Фарадея–Максвелла рассматриваются только переменные во времени токи и поля. В экспериментах «сверхпроводимость» возникает только в условиях действия постоянного во времени и по величине электрического тока или также постоянного магнитного поля.

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 пространственные (вне проводника) характеристики и их взаимосвязи, что не соответствует законам электродинамической индукции Максвелла. Поэтому в результате указанной фальсификации современные теории, так называемой, «сверхпроводимости» не верны, что подтверждается их неспособностью давать количественные решения и рекомендации практического характера.

Заметим, кстати, что все теории «сверхпроводимости», рассматривая **индукцию** полей и токов, относятся только к случаю опытов с замкнутыми кольцами, в которых даже при допущении гипотетической индукции с очевидно одинаковым электрическим потенциалом (напряжением) во всем объеме кольца, току течь некуда, т.к. там нет перепада напряжения  $\Delta V$ , т.е. нет разницы электрического потенциала  $\Delta E$ . Опыты с прямым пропусканием электрического тока остаются вне рассмотрения «теоретической физикой сверхпроводимости». Нет приемлемой теории «сверхпроводимости» керамических материалов (диэлектриков). Ту-

манно объясняются туннельные эффекты в 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 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 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 К-Оннесом. Автор данной статьи и других работ [3-6], 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 К-Оннеса, меди в известном эксперименте А.К. Аркадьева и различных керамических материалов), а также ферромагнетиков, парамагнетиков и слабых диамагнетиков в сверхдиамагнитное состояние есть по существу их фазовое изменение третьего рода (III рода).



Доказательства кратко изложенных выше утверждений автора о том, что сверхпроводимости электричества не существует, а есть сверхдианамагничивание веществ, приведены в публикациях [3 и 6].

В данной статье предлагается элементарная теория сверхдианамагничиваемости веществ в условиях низких температур.

Очевидно, что механические моменты сил, возникающие у электронов, движущихся по своим круговым орбитам, уравновешиваются электрической силой взаимодействия электрона с ядром атома. Источниками магнитных силовых моментов у электронов являются их орбитальные и спиновые движения. Движение электрона в атоме это не только вращение его вокруг своего центра массы (спин), но и спиралеобразное движение вдоль его орбиты. Это сложное движение электрона в атоме кроме поступательного, имеет две степени свободы вращательного движения, например, слева направо или справа налево. Поэтому магнитное спиновое число  $n = \pm 1/2$ . Из физической теории атома известно, что спиновый механический момент электрона в квантовых единицах измерения равен [7, 8]:

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

а спиновый магнитный момент:

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

Значение  $P_{m \text{ спин}}$  малó и поэтому внешнее магнитное поле  $H$  легко может изменять его знак, т.е. направление спина и, следо-

вательно, создаваемого спиновым движением электрона магнитного поля  $H_0$ . Этим объясняется, например, хорошая перемагничиваемость ферромагнетиков в переменном магнитном поле  $H$ . Если у спаренных протодъяконовских электронов [9] внешнего внутриатомного уровня разные по знаку спины, то такое вещество, в обычных условиях температур и внешних магнитных полей, не магнитно, т.к. противоположно направленные магнитные поля электронов  $H_0$  компенсируют друг друга и поэтому такие взаимосвязанные пары электронов не реагируют на внешнее поле  $H$ .

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

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

Под влиянием внешнего магнитного поля  $H$  индуцируется дополнительный орбитальный ток, ускоряется орбитальное движение электрона и возникает наведенный орбитальный магнитный момент  $\Delta P_{m \text{ орб}}$  равный [7]:

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

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

Вероятно, что вид магнетизма и величина магнитной восприимчивости  $\chi$  и, следовательно, намагничиваемость, зависят от соотношения электронных орбитальных и спиновых магнитных полей и их силовых магнитных моментов при воздействии на ве-

щество внешним магнитным полем. В связи с этим можно сформулировать следующие:

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

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

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

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

Так как сверхдиамагнетизм имеет не электродинамическую природу, и «сверхпроводимости» электронов, в общепринятом понимании, в природе не существует, то, следовательно, теория сверхдиамагнитного состояния должна быть магнитостатической. Электродинамика здесь поясняет только первичный процесс обычного намагничивания вещества в случае пропускания по нему электрического тока, а точнее при движении по проводнику электромагнитного поля. Знаем, что переход веществ в сверхдиамагнитное состояние происходит и без воздействия постоянным электрическим током. Для получения сверхдианамагнитности при критически низких температурах, необходимо только воз-

действие на вещество *постоянным* магнитным полем: самостоятельным или в составе электромагнитного поля постоянного электрического тока. Поэтому теория сверхдиамагнитного состояния, создаваемая взамен теории «сверхпроводимости», должна состоять из магнитостатического описания этого явления.

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

**Ферромагнетизм** – способность железа (*ferrum*), кобальта, никеля, гадолиния и их сплавов сильно намагничиваться даже в относительно слабых электромагнитных и магнитных полях. Иногда такие вещества, называемые ферромагнетиками, «само-намагничиваются» под действием магнитного поля Земли. У ферромагнетиков показатели магнитной проницаемости  $\mu$  и магнитной восприимчивости  $\chi$  достигают больших величин.

**Парамагнетизм** – разновидность ферромагнетизма, отличающаяся тем, что намагничивание вещества  $M$  происходит под действием значительного внешнего магнитного поля  $H$ . В отсут-

ствие внешнего магнитного поля, парамагнетик не намагничивается. Удельная намагниченность (магнитный момент сил)  $M$  парамагнетиков (в том числе и ферромагнетиков) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля  $H$  по известному закону:

$$M = \chi H ,$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость вещества.

У парамагнетиков  $\chi$  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  $\chi$  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 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 [7]. С другой стороны, из теории диамагнетизма следует, что есть вещества

у которых преобладает свойство ферро- и парамагнетизма, но в возможности и в реальности сосуществует их диамагнетизм с ферро- или парамагнетизмом. Следовательно, можно рассматривать диамагнетизм и сверхдиамагнетизм как общее свойство, противоположное по форме проявления свойству ферро- и парамагнетизма, 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.

**Сверхдиамагнетизм** – это сверхмагнетизм, который по своей сути является (специфическим) диамагнетизмом, так как наведенное поле так же как у обычного диамагнетика направлено против действия внешнего намагничивающего магнитного поля  $H$ . Кроме того, при температурах до  $T_{кр}$  действует известный закон, что намагниченность (наведенное магнитное поле)  $M$ , оцениваемая магнитным моментом  $P_m$ , линейно зависит от намагничивающего поля  $H$  как:

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

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

$m$  – масса магнетика [7].

Нормально намагниченное вещество до  $M$  в момент перехода к сверхмагнетизму при  $T_{кр}$  изменяет свою магнитную восприимчивость с  $\chi \approx 10^{-4} - 10^{-6}$  на сверхдиамагнитную восприимчивость сверхмагнетиков («сверхпроводников»)  $\chi_c = 0,08 \approx 8 \cdot 10^{-2}$  [7]. Это

означает увеличение коэффициента восприимчивости намагничивания  $\chi_c$  в 100-1000 и более раз и поэтому сверхдиамагнитность веществ  $M_c$  многократно больше намагничиваемости ферромагнетиков  $M_\phi$ , которая на много больше намагничиваемости парамагнетиков  $M_\pi$  и слабо намагничиваемых обычных диамагнетиков  $M_d$ . Следовательно,  $M_c \gg M_\phi \gg M_\pi > M_d$ .

Факт наиболее сильного намагничивания веществ, при температурах меньше  $T_{кр}$ , приводит к тому, что от первоначально наведенного в теле ферро- или парамагнитного внутреннего поля  $H'$  и продолжающего действовать внешнего поля  $H$ , т.е. от суммарного диамагнитизирующего поля  $H'' = H + H'$ , при переходе вещества (при  $T < T_{кр}$ ) к диамагнитизируемости с большей диамагнитной восприимчивостью  $\chi_c$  происходит сверхнамагничивание до насыщения и его сверхдиамагнитное поле  $H_c$  становится на много больше и  $H'$  и  $H$ , т.е.  $H_c \approx 2H \approx H + H'$  (при  $H' = H = B$ , где  $B$  – обозначение магнитной индукции). При этом диамагнитность тела  $M_c$  возрастает пропорционально массе сверхмагнетика, выраженной в граммах и умноженной на единичное (удельное) значение  $H_c$  грамм-молекулы вещества. Следовательно, сверхнамагниченность  $M_c$  можно записать в виде:

$$M_c = \chi_c H_c m ,$$

где  $\chi_c$  – сверхдиамагнитная восприимчивость;

$H_c$  – удельное значение сверхдиамагнитного поля;

$m$  – масса сверхмагнетика.

Важным показателем веществ и, в частности, любого диамagnetика является его относительная магнитная проницаемость  $\mu$ . 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  $\mu \geq 1$ , т.к. магнитная восприимчивость и индуктивность магнетиков не на много, но больше, чем у вакуума. Заметим, кстати, что видимая (измеряемая) магнитная «невосприимчивость», т.е. отсутствие у вещества намагничиваемости, есть результат наложения (интерференции) равных и противоположно направленных магнитных (условно «положительных» ферро- и парамагнитных) полей и (условно «отрицательных») диамагнитных полей. Немагнитные вещества имеют нулевую или ничтожно малую величину суммарной магнитной восприимчивости и намагничиваемости при, возможно, почти идеальной магнитной проницаемости.

Известно, что магнитная проницаемость  $\mu$  связана с магнитной восприимчивостью  $\chi$  следующим соотношением:

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

где  $\chi_m$  – магнитная восприимчивость данного вещества.



При естественных температурах у обычных диамагнетиков и парамагнетиков значения  $\mu$  близки к 1, а у ферромагнетиков  $\mu$  не намного больше 1.

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

Зная примерные значения  $\chi_m$  для разных магнетиков, можно приблизительно определить для них усредненные значения  $\mu$ . Эти значения таковы:

- диамагнетики  $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-7} \approx 1,0000005$  ( $\mu$  не зависит от температуры);
- парамагнетики  $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-6} \approx 1,000005$  (при температуре 300°K);
- ферромагнетики  $\mu \approx 1 + 5 \cdot 10^{-4} \approx 1,0005$  (при температуре 300°K);
- сверхдиамагнетики  $\mu \approx 1 + 8 \cdot 10^{-2} \approx 1,08$  (при температуре ниже критичной).

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

Отношения значений магнитной восприимчивости сверхдиамagnetиков  $\chi_c$  к магнитным восприимчивостям диамagnetиков  $\chi_d$ , парамагнетиков  $\chi_n$  и ферромагнетиков  $\chi_f$ , т.е. соответствующие коэффициенты  $k$ , примерно таковы:

$$k_{c/d} \approx \chi_c / \chi_d = 0,08/5 \cdot 10^{-7} = 160000 = 1,6 \cdot 10^5,$$

$$k_{c/n} \approx \chi_c / \chi_n = 0,08/5 \cdot 10^{-6} = 16000 = 1,6 \cdot 10^4,$$

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

Это означает, что эффект сверхдиамagnetизации веществ ( $M_c = \chi_c \cdot H_c \cdot m$ ) обусловлен, в основном, многократным увеличением  $\chi_c$  по сравнению с  $\chi_d$ ,  $\chi_n$  и  $\chi_f$ .

Аналогичные коэффициенты относительных магнитных восприимчивостей диамagnetиков  $k_d$ , парамагнетиков  $k_n$  и ферромагнетиков  $k_f$  имеют, очевидно, следующие значения:

$$k_{d/c} = 6,25 \cdot 10^{-6}; k_{d/n} = 1 \cdot 10^{-1}; k_{d/f} = 1 \cdot 10^{-3};$$

$$k_{n/c} = 6,25 \cdot 10^{-5}; k_{n/d} = 10; k_{n/f} = 1 \cdot 10^{-2};$$

$$k_{f/c} = 6,25 \cdot 10^{-3}; k_{f/d} = 10^3; k_{f/n} = 10^2.$$

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

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

где  $e$  – заряд электрона;  $v$  – линейная скорость электрона;  $r$  – радиус орбиты;  $\omega$  – угловая скорость орбитального вращения электрона ( $\omega \approx 10^{15}$  об/сек);  $c$  – скорость света.

При этом электрон на орбите обладает механическим моментом

$$L_{\text{орб}} = mr^2 \frac{v}{r} = mvr .$$

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

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

Теперь, если на вещество воздействовать однородным магнитным полем  $H$ , то, по мере его увеличения, внутри тела напряженность магнитного поля возрастает от нуля до  $H' > H$ . При этом в контуре орбиты электрона возникает магнитная индукция  $\Delta B$ , создающая дополнительный магнитный момент  $\Delta P_m$ , направленный против внешнего магнитного поля  $H$ , и вращательный механический момент:

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

Отсюда,  $d\omega = \Delta\omega = -\frac{e}{2mc}H$ . Знак минус в этом выражении означает, что дополнительный орбитальный магнитный момент  $\Delta P_{m \text{ орб}}$  во внешнем магнитном поле  $H$  направлен против этого поля. Величина  $\Delta P_m$  определяется по формуле [7]:

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

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

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

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

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

и суммарным моментом механических сил:

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

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

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

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

Аналогично вышеизложенному, суммарный механический момент  $L_{\Sigma}$  атомного электрона под действием внешнего поля  $H$  равен:

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

или

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

Переходя от суммарного магнитного момента  $P_{m\Sigma_c}$  электронов к напряженности сверхдиамагнитного поля массивного тела  $H_{m\Sigma_{\text{н}}}$ , можно записать, что:

$$H_{m\Sigma_c} = H_{\Sigma_{\text{орб}}} + \Delta H_{\Sigma_{\text{орб}}} + H_{\Sigma_{\text{спин}}} + \Delta H_{\Sigma_{\text{спин}}} .$$

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

$$M_c = P_{c\Sigma_m} ,$$

что объясняет бóльшую сверхдиамагнитиваемость по сравнению с намагничиваемостями  $M$  ферро- и парамагнетиков. Не случайно еще Я.И. Френкель писал: «При переходе в сверхпроводящее состояние (читай «в сверхдиамагнитное состояние» – В.Ф.) происходит резкое изменение намагничивания тела, которое от величины, практически равной нулю в нормальном металлическом состоянии, переходит к очень большому отрицательному значению» [2, стр. 41].

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

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

Теоретические исследования и экспериментальные сведения показали, что спиновой механический момент электрона в атоме

$L_{\text{спин}}$  в два раза меньше его минимального орбитального механического момента  $L_{\text{орб}}$  и равен  $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ , а спиновый магнитный момент  $P_{m \text{ спин}}$  равен орбитальному магнитному моменту [8]:

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

где  $h$  – постоянная Планка.

Отношение спиновых моментов:

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

в два раза больше соотношения для орбитальных моментов. Из этого следует, что спиновое движение электрона вносит больший удельный вклад в намагничивание атомов вещества и магнитного тела в целом, чем  $P_{m \text{ орб}}$ . Однако важнейшую роль в создании магнетизма играет и орбитальный механический момент  $L_{\text{орб}}$ , т.к. 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  $L_{\Sigma} \neq L$ , то  $\Delta L_{\Sigma} = \Delta L_{\text{орб}} + \Delta L_{\text{спин}}$ , где  $\Delta L_{\text{орб}} > \Delta L_{\text{спин}}$ , есть движущая сила, разворачивающая некоторые парные электроны атома, создавая этим атомное магнитное поле  $H_a$  или намагниченность  $M_a$ , направленную параллельно (в направлении или против) направлению внешнего поля  $H$ . Так по-атомно 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, т.е. сохраняется достаточно долго.

Для устранения обычной остаточной намагниченности, требуется определенная коэрцитивная сила, т.е. магнитное поле противоположного направления. Так появляется петля гистерезиса размагничивания.

По предельной петле гистерезиса при размагничивании определяют значения коэрцитивной силы  $H_k$ , характеризующей важнейшие свойства магнитного материала. По критериальной (критической) величине коэрцитивной силы  $H_k$ , магнитные материалы подразделяют на магнитно-мягкие ( $H_k < 4$  кА/м) и магнитно-твердые ( $H_k > 4$  кА/м).

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

Так как состояние сверхдиамагнитности тел быстро исчезает в результате: 1. повышения температуры больше критической; 2. пропускания значительного электрического тока или 3. воздействия относительно большим электрическим полем, а также от других внешних влияний, то, следовательно, сверхдиамагнитиваемость является метастабильным состоянием вещества. Поэтому можно считать, что критическая размагничивающая коэрцитивная сила  $H_{k,c}$  метастабильного (промежуточного) для



сверхдиамагнитического состояния примерно равна 4 кА/м, т.е.  $H_{к.с} \approx 4$  кА/м.

Изложенные здесь идеи и их аргументы, возможно, послужат созданию полномасштабной теории низкотемпературного сверхдиамагнетизма, взамен неадекватной теории «сверхпроводимости».

### Литература

1. *Гинзбург В.Л.* О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография. – М.: Изд. физ-мат. лит., 2006. – 228 с.
2. *Френкель Я.И.* Сверхпроводимость. – М-Л: Объединенное научно-технич. изд-во, 1936. – 19 с.
3. *Федюкин В.К.* Не сверхпроводимость электрического тока, а сверхнамагничиваемость материалов. – М.: КНОРУС, 2008. – 120 с.
4. *Лебедев Т.А., Федюкин В.К.* Некоторые вопросы металловедения сверхпроводников. Труды ЛПИ, № 314, «Машиностроение». – Л.: Изд. «Машиностроение», 1970. С. 140-145.
5. *Лебедев Т.А., Федюкин В.К.* металловедение сверхпроводников. Конспект лекций. – Л.: Изд. ЛПИ, 1971. – 43 с.
6. *Федюкин В.К.* Основы альтернативной теории «сверхпроводимости». – СПб.: СПбГИЭУ, 2009. – 128 с.
7. *Зисман Г.А., Годес О.М.* Курс общей физики: Учеб. пособие. Т.2, изд. 2-е. – М.: Наука, 1965. – 366 с.

8. *Корсунский М.И.* Оптика. Строение атома. Атомное ядро. – М.: Наука, 1964. – 527 с.
9. *Протодьяконов М.М.* Свойства и электронное строение породообразующих минералов. – М.: Наука, 1969. – 206 с.

Вестник ИНЖЭКОНа. Технические науки. – СПб, 2009