Содержание

Введение

Глава 1 Открытие явления сверхпроводимости

* 1. Первые экспериментальные факты
  2. Сверхпроводящие вещества
  3. Эффект Мейснера
  4. Изотопический эффект
  5. Предпосылки создания теории сверхпроводимости

Глава 2 Теория сверхпроводимости

2.1 Теория БКШ

2.2 Щель в энергетическом спектре

2.3 Бесщелевая сверхпроводимость

2.4 Образование электронных пар

2.5 Эффективное взаимодействие между электронами, обусловленное фононами

2.6 Каноническое преобразование Боголюбова

2.7 Промежуточное состояние

2.8 Сверхпроводники второго рода

2.9 Термодинамика сверхпроводимости

2.10 Туннельный контакт и эффект Джозефсона

2.11 Квантование магнитного потока (макроскопический эффект)

2.12 Найтовский сдвиг

2.13 Высокотемпературная сверхпроводимость

Глава 3. Применение сверхпроводимости в науке и технике

3.1 Сверхпроводящие магниты

3.2 Сверхпроводящая электроника

3.3 Сверхпроводимость и энергетика

3.4 Магнитные подвесы и подшипники

Заключение

Библиография

Введение

У большинства металлов и сплавов при температуре порядка несколько градусов по Кельвину сопротивление скачком обращается в нуль. Впервые это явление, названное сверхпроводимостью, было обнаружено в 1911 г. Камерлинг – Оннесом. Вещества, обладающими таким явлением назвали сверхпроводниками. В 1957 году Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер разработали микроскопическую теорию сверхпроводимости, позволившую принципиально понять это явление. Теория БКШ объяснила основные факты в области сверхпроводимости (отсутствие сопротивления, зависимость Тк от массы изотопа, бесконечную проводимость (Е = 0), эффект Мейснера (В = 0), экспоненциальную зависимость электронной теплоёмкости вблизи Т = 0 и др.). Ряд выводов теории показывает хорошее количественное согласие с опытом. Многие вопросы нуждаются ещё в разработке (распределение сверхпроводящих металлов в системе Менделеева, зависимость Тк от состава и структуры сверхпроводящих соединений, возможность получения сверхпроводников с максимально высокой температурой перехода и др.). Успехи экспериментального и теоретического исследований дали реальную возможность приступить к работам по освоению этого физического явления. На протяжении почти 100 лет идут разработки в этой области, открываются новые сверхпроводящие материалы, ведутся поиски высокотемпературных сверхпроводников. В последние годы, особенно после создания теории сверхпроводимости, интенсивно развивается техническая сверхпроводимость.

Актуальность. Сегодня сверхпроводимость – это одна из наиболее изучаемых областей физики, явление, открывающее перед инженерной практикой серьёзные перспективы. Большое распространение получили приборы, основанные на явлении сверхпроводимости, без них уже не может обойтись ни современная электроника, ни медицина, ни космонавтика

Цель. Подробнее рассмотреть явление сверхпроводимости, его свойства, практическое применение, изучить теорию БКШ, а также выяснить перспективы развития данной области физики.

Задачи.

1)Выяснить, что собой представляет сверхпроводимость, причины его возникновения и условия возможного перехода вещества из нормального состояния в сверхпроводящее.

2)Объяснить причины, влияющие на разрушение сверхпроводящего состояния.

3)Раскрыть свойства и применение сверхпроводников.

Объект. Объектом данной курсовой работы является явление сверхпроводимости, сверхпроводники.

Предмет. Предметом являются свойства сверхпроводников и их применение.

Практическое применение. Явление сверхпроводимости используется для получения сильных магнитных полей, сверхпроводники применяются при создании вычислительных машин, для устройства модуляторов, выпрямителей, коммутаторов, персисторов и персистронов, измерительных приборов.

Методы исследования. Анализ научной литературы.

Глава 1. Открытие явления сверхпроводимости

1.1 Первые экспериментальные факты

В 1911 году в Лейдене голландский физик Х. Камерлинг-Оннес впервые наблюдал явление сверхпроводимости. Эта проблема исследовалась и ранее, опыты показывали, что с понижением температуры, сопротивление металлов падало. Одним из первых его исследований в области низких температур было изучение зависимости электрического сопротивления от температуры в ходе опыта с ртутной цепью. Ртуть тогда считалась самым чистым металлом, который можно было получить дистилляционной перегонкой. Изучая температурный ход электросопротивления Hg, он обнаружил, что при температуре ниже 4,20К ртуть практически теряет сопротивление. Для этого опыта он использовал аппарат (рис. 1), который состоял из семи U-образных сосудов с сечением 0,005 мм2, соединённых перевёрнутыми. Такая форма сосудов нужна была для свободного сжимания и разжимания ртути без нарушения непрерывности ртутной нити. В точках 1 и 2 по трубкам 3 и 4 подводился ток, в точках 5 и 6 измерялось падение напряжения на участках ртутной цепи.

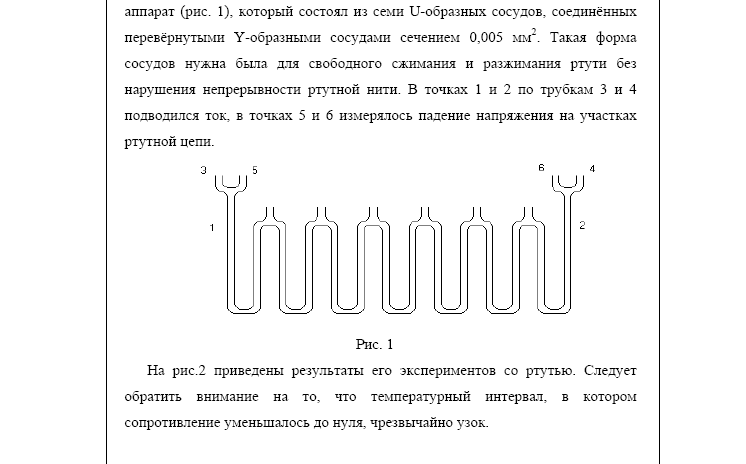


Рис. 1

На рис.2 приведены результаты его экспериментов с ртутью. Следует обратить внимание на то, что температурный интервал, в котором сопротивление уменьшалось до нуля, чрезвычайно узок.

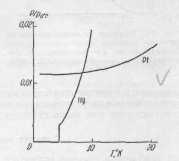


Рис. 2. Зависимость сопротивления платины и ртути от температуры.

На графике видно, что при температуре 4,20К электрическое сопротивление ртути резко исчезло. Такое состояние проводника, при котором его электрическое сопротивление равно нулю, называется сверхпроводимостью, а вещества в таком состоянии – сверхпроводниками. Переход вещества в сверхпроводящее состояние происходит в очень узком температурном интервале (сотые доли градуса) и поэтому считают, что переход осуществляется при определённой температуре Тк, называемой критической температурой перехода вещества в сверхпроводящее состояние.

Экспериментально сверхпроводимость можно наблюдать двумя способами:

1) включив в общую электрическую цепь, по которой течёт ток, звено из сверхпроводника. В момент перехода в сверхпроводящее состояние разность потенциалов на концах этого звена обращается в нуль;

2) поместив кольцо из сверхпроводника в перпендикулярное к нему магнитное поле. Охладив затем кольцо ниже Тк, выключают поле. В результате в кольце индуцируется незатухающий электрический ток. Ток в таком кольце циркулирует неограниченно долго.

Камерлинг – Оннес продемонстрировал это, перевезя сверхпроводящее кольцо с текущим по нему током из Лейдена в Кембридж. В ряде экспериментов наблюдалось отсутствие затухания тока в сверхпроводящем кольце в течение примерно года. В 1959 г. Коллинз сообщил о наблюдавшемся им отсутствия уменьшения тока в течение двух с половиной лет. [25,С. 237].

Эксперименты показали, что если создать ток в замкнутом контуре из сверхпроводников, то этот ток продолжает циркулировать и без источника ЭДС. Токи Фуко в сверхпроводниках сохраняются очень долгое время и не затухают из-за отсутствия джоулева тепла (токи до 300А продолжают течь много часов подряд). Изучение прохождения тока через ряд различных проводников показало, что сопротивление контактов между сверхпроводниками также равно нулю. Отличительным свойством сверхпроводимости является отсутствие явления Холла. В то время, как в обычных проводниках под влиянием магнитного поля, ток в металле смещается, в сверхпроводниках это явление отсутствует. Ток в сверхпроводнике как бы закреплен на своем месте.

Сверхпроводимость исчезает под действием следующих факторов:

1) повышение температуры;

С повышением температуры до некоторой Tк почти внезапно появляется заметное омическое сопротивление. Переход от сверхпроводимости к проводимости тем круче и заметнее, чем однороднее образец (наиболее крутой переход наблюдается в монокристаллах).

2) действие достаточно сильного магнитного поля;

Переход от сверхпроводящего состояния в нормальное можно осуществить путем повышения магнитного поля при температуре ниже критической Tк. Минимальное поле Bк, в котором разрушается сверхпроводимость называется критическим магнитным полем. Зависимость критического поля от температуры описывается эмпирической формулой:

, (1)

где В0 - критическое поле, экстраполированное к абсолютному нулю температуры. Для некоторых веществ по - видимому имеет место зависимость от Т в первой степени. Если мы начнем увеличивать напряженность внешнего поля, то при критическом его значении сверхпроводимость разрушится. Чем ближе мы подходим к точке критической температуры, тем меньше должна быть напряженность внешнего магнитного поля для разрушения эффекта сверхпроводимости, и наоборот, при температуре, равной температуре абсолютного нуля напряженность должна быть максимальной по отношению к другим случаям для достижения такого же эффекта. Данная взаимосвязь иллюстрируется следующим графиком (рис. 3).

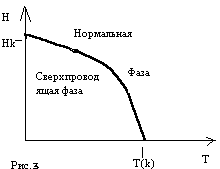


Рис. 3

Если мы начнем увеличивать напряженность внешнего поля, то при критическом его значении сверхпроводимость разрушится. Чем ближе мы подходим к точке критической температуры, тем меньше должна быть напряженность внешнего магнитного поля для разрушения эффекта сверхпроводимости, и наоборот, при температуре, равной температуре абсолютного нуля напряженность должна быть максимальной по отношению к другим случаям для достижения такого же эффекта. При действии магнитного поля на сверхпроводник наблюдается особого вида гистерезис, а именно если повышая магнитное поле уничтожить сверхпроводимость при  (H - сила поля, Hк - повышенная сила поля):

, (2)

то с понижением интенсивности поля сверхпроводимость появится вновь при поле ,  меняется от образца к образцу и обычно составляет 10% Hк.

3) достаточно большая плотность тока в образце;

Повышение силы тока также приводит к исчезновению сверхпроводимости, то есть при этом понижается Tк. Чем ниже температура, тем выше та предельная сила тока iк при которой сверхпроводимость уступает место обычной проводимости.

4) изменение внешнего давления;

Изменение внешнего давления р вызывает смещение Тк и изменение напряжённости магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость.

1.2 Сверхпроводящие вещества

В дальнейшем было установлено, что не только у ртути, но и у других металлов и сплавов электрическое сопротивление при достаточном охлаждении становится равным нулю.

Самой высокой критической температурой среди чистых веществ обладает ниобий (9,220К), а наиболее низкой иридий (0,140К). Критическая температура зависит не только от химического состава вещества, но и от структуры самого кристалла. Например, серое олово—полупроводник, а белое олово – металл, переходящий в сверхпроводящее состояние при температуре 3,720К. Две кристаллические модификации лантана (α-La и β-La) имеют разные критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние (для α-La Тк=4,80К, β-La Тк=5,950К). Поэтому сверхпроводимость является свойством не отдельных атомов, а коллективный эффект, связанный со структурой всего образца. [5,С.506]

Хорошие проводники (серебро, золото и медь) не обладают этим свойством, а многие другие вещества, которые в обычных условиях проводники очень плохие - наоборот, обладают. Для исследователей явилось полной неожиданностью и еще больше осложнило объяснение этого явления. Основную часть сверхпроводников составляют не чистые вещества, а их сплавы и соединения. Причем сплав двух несверхпроводящих веществ может обладать сверхпроводящими свойствами. Различают сверхпроводники первого и второго рода.

Сверхпроводниками первого рода являются чистые металлы, всего их насчитывается более 20. Среди них нет металлов, которые при комнатной температуре являются хорошими проводниками, а, наоборот, металлы, обладающие сравнительно плохой проводимостью при комнатной температуре (ртуть, свинец, титан и др.).

Сверхпроводниками второго рода являются химические соединения и сплавы, причём не обязательно это должны быть соединения или сплавов металлов, в чистом виде являющиеся сверхпроводниками первого рода. Например, соединения MoN, WC, CuS являются сверхпроводниками второго рода, хотя Mo, W, Cu и тем более N, C и S не являются сверхпроводниками. Число сверхпроводников второго рода составляет несколько сотен и продолжает увеличиваться. [2,С.120].

Долгое время сверхпроводящее состояние различных металлов и соединений удавалось получить лишь при весьма низких температурах, достижимых с помощью жидкого гелия. К началу 1986 г. максимальное наблюдавшееся значение критической температуры составляло уже 230К. [25,С.238]

1.3 Эффект Мейснера

В 1933 г. Мейснер и Оксенфельд установили, что за явлением сверхпроводимости скрывается нечто большее, чем идеальная проводимость, т. е. равенство нулю удельного сопротивления. Они обнаружили, что магнитное поле выталкивается из сверхпроводника независимо от того, чем это поле создано – внешним источником или током, текущим по самому сверхпроводнику (рис. 4). Оказалось, что магнитное поле не проникает в толщу сверхпроводящего образца. [6,С.177]

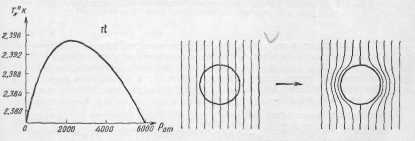


Рис 4. Выталкивание потока магнитной индукции из сверхпроводника.

При температурах более высоких, чем критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние, в образце, помещённом во внешнее магнитное поле, как и во всяком металле, индукция магнитного поля внутри отлична от нуля. Если, не выключая внешнего магнитного поля, постепенно снижать температуру, то в момент перехода в сверхпроводящее состояние магнитное поле вытолкнется из образца и индукция магнитного поля внутри станет равной нулю (В=0). Этот эффект назвали эффектом Мейснера.[5,С.506]

Как известно, металлы, за исключением ферромагнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля обладают нулевой магнитной индукцией. Это связано с тем, что магнитные поля элементарных токов, которые всегда имеются в веществе, взаимно компенсируются вследствие полной хаотичности их расположения.

Помещенные во внешнее магнитное поле, они намагничиваются, т.е. внутри "наводится" магнитное поле. Суммарное магнитное поле вещества, внесенного во внешнее магнитное поле, характеризуется магнитной индукцией , равной векторной сумме индукции  внешнего и индукции  внутреннего магнитных полей, т.е. . При этом суммарное магнитное поле может быть как больше, так и меньше магнитного поля.

Для того чтобы определить степень участия вещества в создании магнитного поля индукцией , находят отношение значений индукции . Коэффициент µ называют магнитной проницаемостью вещества. Вещества, в которых при наложении внешнего магнитного поля возникающее внутреннее поле добавляется к внешнему (µ > 1), называются парамагнетиками. При коэффициенте μ>1 происходит уменьшение внешнего поля в образце.

В диамагнитных веществах (μ<1) наблюдается ослабление приложенного поля. В сверхпроводниках В=0, что соответствует нулевой магнитной проницаемости. В поверхностном слое металла возникает стационарный электрический ток, собственное магнитное поле которого противоположно приложенному полю и компенсирует его, что в результате и приводит к нулевому значению индукции в толще образца.

Существование стационарных сверхпроводящих токов обнаруживается в следующем эксперименте: если над металлическим сверхпроводящим кольцом поместить сверхпроводящую сферу, то на ее поверхности индуцируется сверхпроводящий незатухающий ток. Его возникновение приводит к диамагнитному эффекту и возникновению сил отталкивания между кольцом и сферой, в результате будет наблюдаться парение сферы над кольцом. [5,С.507] Глубина проникновения поля в образец является одной из основных характеристик сверхпроводника. Обычно глубина проникновения приблизительно равна 100..400Å. С ростом температуры глубина проникновения магнитного поля возрастает по закону:

. (3)

Наиболее простая оценка глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник была дана братьями Фрицем и Гансом Лондонами. Приведём эту оценку. Будем предполагать, что имеем дело с полями, медленно меняющимися во времени. Так как сверхпроводники не ферромагнитны, то можно пренебречь разницей между  и  и записать фундаментальные уравнения электродинамики в виде

, , (4)

Причём мы будем также пренебрегать разницей между частной и полной производными по времени. Предполагая, что токи создаются движением только сверхпроводящих электронов, напишем далее , где  - концентрация таких электронов. После дифференцирования по времени получим . Ускорение электрона найдётся из уравнения , если пренебречь действием магнитного поля. Тогда

, (5)

где введено обозначение

. (6)

Продифференцировав первое уравнение (4) по , исключив из уравнений (4) и (5) величины  и , получим

. (7)

Этому уравнению удовлетворяет , но такое решение не согласуется с эффектом Мейснера, так как внутри сверхпроводника должно быть . Лишнее решение получилось потому, что при выводе дважды применялась операция дифференцирования по времени. Чтобы автоматически исключить это решение, Лондоны ввели гипотезу, что в последнем уравнении производную  следует заменить самим вектором . Это даёт

. (8)

Для определения глубины проникновения магнитного поля внутрь сверхпроводника допустим, что последний ограничен плоскостью по одну сторону от неё. Направим ось  внутрь сверхпроводника нормально к его границе. Пусть магнитное поле параллельно оси , так что . Тогда

,  (9)

И уравнение (8) даёт

. (10)

Решение этого уравнения, обращающееся в нуль при , имеет вид

.

Постоянная интегрирования  даёт поле на поверхности сверхпроводника. На протяжении длины  магнитное поле убывает в  раз. Величина  принимается за меру глубины проникновения поля в металл.

Для получения численной оценки примем, что на каждый атом металла приходится один сверхпроводящий электрон, полагая см-3. тогда по формуле (6) найдём см, что по порядку величины совпадает со значениями, полученными непосредственными измерениями.

Поверхностный слой сверхпроводника обладает особыми свойствами, связанными с отличной от нуля напряженностью магнитного поля в нем. Эти свойства оказывают очень существенное влияние на получение сверхпроводников с высокими критическими полями.

Возникает ситуация, когда поверхностные токи, часто называемые экранирующими, препятствуют проникновению в образец магнитного потока приложенного поля. Если внутри вещества, находящегося во внешнем поле, магнитный поток равен нулю, то говорят, что он проявляет идеальный диамагнетизм. При снижении плотности приложенного поля до нуля образец остается в своем ненамагниченном состоянии. В другом случае, когда магнитное поле приложено к образцу, находящемуся выше переходной температуры, конечная картина заметно изменится. Для большинства металлов (кроме ферромагнетиков) значение относительной магнитной проницаемости близко к единице. Поэтому плотность магнитного потока внутри образца практически равна плотности потока приложенного поля. Исчезновение электросопротивления после охлаждения не оказывает влияния на намагниченность, и распределение магнитного потока не меняется. Если теперь снизить приложенное поле до нуля, то плотность магнитного потока внутри сверхпроводника не может меняться, на поверхности образца возникают незатухающие токи, поддерживающие внутри магнитный поток. В результате образец остается все время намагниченным. Таким образом, намагниченность идеального проводника зависит от последовательности изменения внешних условий.

Эффект выталкивания магнитного поля из сверхпроводника можно пояснить на основе представлений о намагниченности. Если экранирующие токи, полностью компенсирующие внешнее магнитное поле, сообщают образцу магнитный момент m, то намагниченность M выражается соотношением:

, (11)

где V - объем образца. Можно говорить о том, что экранирующие токи приводят к появлению намагниченности, соответствующей намагниченности идеального ферромагнетика с магнитной восприимчивостью, равной минус единице.

Эффект Мейсснера и явление сверхпроводимости тесно связаны между собой и являются следствием общей закономерности, которую и установила созданная более чем через полвека после открытия явления теория сверхпроводимости.

1.4 Изотопический эффект

В 1950 г. Е. Максвелл и Ч. Рейнольдс открыли изотопический эффект, который имел большое значение для создания современной теории сверхпроводимости. Исследование нескольких сверхпроводящих изотопов ртути показало, что существует связь между критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние и массой изотопов. При изменении массы М изотопа от 199,5 до 203,4 критическая температура изменялась от 4,185 до 4,14 К. Для данного сверхпроводящего химического элемента была установлена формула, оправдывающаяся с достаточной точностью:

, (12)

где const имеет определённое значение для каждого элемента.

Масса изотопа является характеристикой кристаллической решётки, так как в неё основной вклад вносят ионы металла. Масса определяет многие свойства решётки. Известно, что частота ω колебаний решётки связана с массой:

. (13)

Сверхпроводимость, которая является свойством электронной системы металла, оказывается связанной, ввиду обнаружения изотопического эффекта, с состоянием кристаллической решетки. Следовательно, возникновение эффекта сверхпроводимости обусловлено взаимодействием электронов с решеткой металла. Это взаимодействие ответственно за сопротивление металла в обычном состоянии. При определенных условиях оно должно приводить к исчезновению сопротивления, то есть к эффекту сверхпроводимости.

1.5 Предпосылки создания теории сверхпроводимости

Первой теорией, достаточно успешной описавшей свойства сверхпроводников, была теория Ф. Лондона и Г. Лондона, предложенная в 1935 г. Лондоны в своей теории основывались на двухжидкостной модели сверхпроводника. Считалось, что при  в сверхпроводнике имеются «сверхпроводящие» электроны с концентрацией  и «нормальные» электроны с концентрацией , где -полная концентрация проводимости). Плотность сверхпроводящих электронов  уменьшается с ростом  и обращается в нуль при . При она стремится к плотности всех электронов. Ток сверхпроводящих электронов течёт через образец без сопротивления.

Лондонами в дополнение к уравнения Максвелла были получены уравнения для электромагнитного поля в таком сверхпроводнике, из которых вытекали его основные свойства: отсутствие сопротивления постоянному току и идеальный диамагнетизм. Однако в силу того, что теория Лондонов была феноменологической, она не отвечала на главный вопрос, что представляют собой «сверхпроводящие» электроны. Кроме того, она имела ещё ряд недостатков, которые были устранены В.Л. Гинзбургом и Л.Д. Ландау.

В теории Гинзбурга – Ландау для описания свойств сверхпроводников была привлечена квантовая механика. В этой теории вся совокупность сверхпроводящих электронов описывалась волновой функцией  от одной пространственной координаты. Вообще говоря, волновая функция  электронов в твёрдом теле есть функция  координат . Введением функции  устанавливалось когерентное, согласованное поведение всех сверхпроводящих электронов. Действительно, если все  электронов ведут себя совершенно одинаково, согласовано, то для описания их поведения достаточно той же самой волновой функции, что и для описания поведения одного электрона, т.е. функции от одной переменной.

Несмотря на то что теория Гинзбурга – Ландау, получившая дальнейшее развитие в работах А.А.Абрикосова, описывала многие свойства сверхпроводников, она не могла дать понимания явления сверхпроводимости на микроскопическом уровне.

В данной главе рассматриваются вопросы открытия явления сверхпроводимости, первые опытные факты, первые теории, а также некоторые свойства сверхпроводников.

Анализируя вышеизложенное можно сделать следующие выводы:

1. Такое состояние проводника, при котором его электрическое сопротивление равно нулю, называется сверхпроводимостью, а вещества в таком состоянии – сверхпроводниками.
2. Токи Фуко в сверхпроводниках сохраняются очень долгое время и не затухают из-за отсутствия джоулева тепла (токи до 300А продолжают течь много часов подряд).

3) Сверхпроводимость исчезает под действием следующих факторов: повышение температуры, действие достаточно сильного магнитного поля, достаточно большая плотность тока в образце, изменение внешнего давления.

4) Магнитное поле выталкивается из сверхпроводника независимо от того, чем это поле создано – внешним источником или током, текущим по самому сверхпроводнику.

5) Существует связь между критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние и массой изотопов, которое называется изотопическим эффектом.

6) Изотопический эффект указал на то, что колебания решетки участвуют в создании сверхпроводимости.

Глава 2. Теория сверхпроводимости

2.1 Теория БКШ

В 1957 г. Бардиным, Купером и Шриффером была построена последовательная теория сверхпроводящего состояния вещества (теория БКШ). Ещё задолго до этого Ландау была создана теория сверхтекучести гелия II. Оказалось, что сверхтекучесть – это макроскопический квантовый эффект. Однако перенести теорию Ландау на явление сверхпроводимости мешало то обстоятельство, что атомы гелия, обладая нулевым спином, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Электроны же, обладая половинным спином, подчиняются принципу Паули и статистике Ферми – Дирака. Для таких частиц невозможна бозе-эйнштейновская конденсация, необходимая для возникновения сверхтекучести. Учёные предположили, что электроны группируются в пары, которые обладают нулевым спином и ведут себя как бозе – частицы. Независимо от них в 1958 г. Н.Н. Боголюбов разработал более совершенный вариант теории сверхпроводимости.[]

Теория БКШ относится к идеализированной модели, в которой пока полностью отбрасываются структурные особенности металла. Металл рассматривается в виде потенциального ящика, заполненного электронным газом, подчиняющимся статистике Ферми. Между отдельными электронами действуют силы кулоновского отталкивания, в большей мере ослабленные за счёт поля атомных остовов. Изотопный эффект в сверхпроводимости указывает на наличие взаимодействия электронов с тепловыми колебаниями решётки (с фононами). [7,С.303]

Электрон, движущийся в металле, электрическими силами деформирует—поляризует кристаллическую решетку образца. Вызванное этим смещение ионов решетки отражается на состоянии другого электрона, поскольку он теперь оказывается в поле поляризованной решетки, несколько изменившей свою периодическую структуру. Таким образом, кристаллическая решетка выступает в роли промежуточной среды в межэлектронных взаимодействиях, так как с ее помощью электроны реализуют притяжение друг к другу. При высоких температурах достаточно интенсивное тепловое движение отбрасывает частицы друг от друга, фактически уменьшая силу притяжения. Но при низких температурах силы притяжения играют очень важную роль.

Два электрона отталкиваются друг от друга, если находятся в пустоте. В среде же сила их взаимодействия равна:

, (14)

где ε - диэлектрическая проницаемость среды. Если среда такова, что ε<0, то одноименные заряды, в том числе и электроны, будут притягиваться. Кристаллическая решетка некоторых веществ является той средой, в которой выполняется это условие, а значит при определенных температурах возможно возникновение эффекта сверхпроводимости. Таким образом, эффект взаимного притяжения электронов не противоречит законам физики, так как происходим в некоторой среде.

Рассмотрим металл при Т=00К. Его кристаллическая решетка совершает «нулевые» колебания, существование которых связано с квантово-механическим соотношением неопределенностей. Электрон, движущийся в кристалле, нарушает режим колебаний и переводит решетку в возбужденное состояние. Обратный переход на прежний энергетический уровень сопровождается излучением энергии, захватываемой другим электроном и возбуждающей его. Возбуждение кристаллической решетки описывается звуковыми квантами - фононами, поэтому описанный выше процесс можно представить как излучение фонона одним электроном и поглощение его другим электроном, кристаллическая решетка же играет промежуточную роль передатчика. Обмен фононами обуславливает их взаимное притяжение.

При низких температурах это притяжение у ряда веществ преобладает над кулоновскими силами отталкивания электронов. При этом электронная система превращается в связанный коллектив, и чтобы ее возбудить требуется затрата некоторой конечной энергии. Энергетический спектр электронной системы в этом случае не будет непрерывным - возбужденное состояние отделено от основного энергетической щелью.

Теперь установлено, что нормальное состояние металла отличается от сверхпроводящего характером энергетического спектра электронов вблизи поверхности Ферми. В нормальном состоянии при низких температурах электронное возбуждение соответствует переходу электрона из первоначально занятого состояния κ (<κF) под поверхностью Ферми в свободное состояние κ (>κF) над поверхностью Ферми. Энергия, необходимая для возбуждения такой электронно – дырочной пары в случае сферической поверхности Ферми, равна

. (15)

Поскольку κ и κ1 могут лежать достаточно близко к поверхности Ферми, то .

Электронную систему в сверхпроводнике можно представить как состоящую из связанных пар электронов (куперовских пар), а возбуждение, как разрыв пары. Размер электронной пары составляет приблизительно ~10-4 см, размер периода решетки - 10-8 см. То есть электроны в паре находятся на огромном расстоянии.

Наиболее характерным свойством металла в сверхпроводящем состоянии является то, что энергия возбуждения пары всегда превышает некоторую определённую величину 2Δ, которую называют энергией спаривания. Другими словами, в спектре энергий возбуждения со стороны малых энергий имеется щель. Например, для металлов Hg, Pb, V, Nb значение 2Δ соответствует тепловой энергии при температурах 180К, 290К, 180К и 300К.

Величина энергии спаривания измеряется непосредственно на опыте: при исследовании поглощения электромагнитного излучения – поглощается только излучение с частотой ђω = 2Δ, при исследовании экспоненциального изменения затухания звука и др.[4,С.280]

При наличии щели в энергетическом спектре квантовые переходы системы не всегда будут возможны. Электронная система не будет возбуждаться при малых скоростях движения, следовательно, движение электронов будет происходить без трения, что означает отсутствие сопротивления. При определенном критическом токе электронная система сможет перейти на следующий энергетический уровень и сверхпроводимость разрушится.

2.2 Щель в энергетическом спектре

Первые указания на существование энергетической щели были получены из экспоненциального закона спадания электронной теплоёмкости сверхпроводника:

ces~ γ Tk e-bTk/T ~ cns e-bTk/T. (16)

Энергетическая щель в сверхпроводниках непосредственно наблюдается на опыте, при этом не только подтверждается существование щели в спектре, но и измеряется ее величина. Исследовался переход электронов через тонкий непроводящий слой толщиной ~10Å, разделяющий нормальную и сверхпроводящую пленки. При наличии барьера имеется конечная вероятность прохождения электрона через барьер. В нормальном металле заполнены все уровни энергии, вплоть до максимального εF, в сверхпроводящем же до εF-Δ. Прохождение тока при этом невозможно.

Наличие энергетической щели в сверхпроводнике приводит к отсутствию соответствующих состояний, между которыми происходил бы переход. Для того чтобы переход мог произойти, необходимо поместить систему во внешнее электрическое поле. В поле вся картина уровней смещается. Эффект становится возможным, если приложенное внешнее напряжение становится равным Δ/e. Туннельный ток появляется при конечном напряжении U, когда eU равно энергетической щели. Отсутствие туннельного тока при сколь угодно малом приложенном напряжении является доказательством существования энергетической щели.

В настоящее время разработан ряд методов, позволяющих обнаружить такую щель и измерить её ширину. Один из них основан на изучении поглощения электромагнитных волн далёкой инфракрасной области металлами. Идея метода состоит в следующем. Если на сверхпроводник направить поток электромагнитных волн и непрерывно изменять их частоту ω, то до тех пор, пока энергия квантов ђω этого излучения остаётся меньше ширины щели Ещ, (если таковая, конечно, есть), энергия излучения поглощаться сверхпроводником не должна. При частоте же ωк, для которой ђωк = Ещ, должно начаться интенсивное поглощение излучения, возрастая до его значений в нормальном металле. Измерив ωк, можно определить ширину щели Ещ.

Опыты полностью подтвердили факт наличия щели в энергетическом спектре электронов проводимости у всех известных сверхпроводников. В качестве примера в таблице приведены ширина щели Ещ при Т = 00К для ряда металлов и критическая температура перехода их в сверхпроводящее состояние. Из данных этой таблицы видно, что щель Ещ является весьма узкой ~ 10-3 -10-2 эВ; между шириной щели и критической температурой перехода Тк наблюдается непосредственная связь: чем выше Тк, тем шире щель Ещ. теория

БКШ приводит к следующему приближённому выражению, связывающему Тк с Ещ(0):

Ещ(0)=3,5кТк, (17)

которое достаточно хорошо подтверждается опытом. [6,С.183]

В теории сверхпроводимости большинство результатов получено для изотропной модели. Реальные же металлы в действительности анизотропны, что проявляется во многих экспериментах. При довольно широких предположениях можно получить формулу:

, (18)

где - единичный вектор по направлению импульса р;  и  - радиус вектор ферми поверхности и скоростей на ней. Величина  зависит от направления. Согласно экспериментальным данным, изменение . В то же время температурная зависимость  одинакова для всех направлений, т.е. .

Таблица 1.

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Вещество | Al | Sn | Hg | V | Pb | Nb |
| Ещ(0),10-3эВ | 3,26 | 11,0 | 16,4 | 14,3 | 21,4 | 22,4 |
| Тк, К | 1,2 | 3,73 | 4,15 | 4,9 | 7,19 | 9,22 |
| Ещ=3,5кТк | 3,6 | 11,2 | 12,5 | 14,8 | 21,7 | 27,7 |

Анизотропия  видна уже при сопоставлении теоретических и экспериментальных данных для теплоёмкости. При низких температурах

,

где - минимальная щель, а по теоретической кривой (для изотропной модели) , где - некоторая усреднённая щель. Поэтому, как правило, теоретическая кривая при  проходит ниже экспериментальной.

Существуют различные методы более детального определения анизотропии щели. Так, измерение теплопроводности монокристальных одноостных сверхпроводников даёт возможность определить, расположена ли минимальная щель в направлении главной оси или лежит в базисной плоскости. Характер анизотропии щели удаётся установить и из экспериментов с туннельным контактом, если один из сверхпроводников является монокристаллом. Наиболее интересные результаты об анизотропии дают эксперименты по поглощению звука. Если частота звука  - энергии связи пар, то при низких температурах поглощение происходит только на возбуждениях, т.е. пропорционально . Однако надо учесть, что механизм поглощения звука есть обратный эффект Черенкова. Это значит, что звук поглощают только те электроны, у которых проекция скорости  на направление распространения звука  совпадает со скоростью звука , т.е. . Но величина скорости электронов в металле см/сек, а скорости звука см/сек; это значит, что , т.е.  перпендикулярно , иначе говоря, звук поглощается электронами, лежащими на контуре, получающемся при пересечении ферми поверхностью плоскостью, перпендикулярной . Ввиду этого низкотемпературное поглощение звука определяется минимальным значением щели на этом контуре. Меняя направление распространения звука можно получить довольно детальные сведения о щели.

Анизотропия щели проявляется также в том, что изменение термодинамических величин при введении в сверхпроводник дефектов больше, чем для изотропной модели. Например, при  уменьшение  по сравнению с  (для чистого металла) , т.е. пропорционально средней квадратичной анизотропии.[23,С.481]

2.3 Бесщелевая сверхпроводимость

В первые годы после создания теории БКШ наличие энергетической щели в электронном спектре считалось характерным признаком сверхпроводимости, но также известна сверхпроводимость и без энергетической щели – бесщелевая сверхпроводимость.

Как было впервые показано А.А. Абрикосовым и Л.П. Горьковым при введении магнитных примесей критическая температура эффектно уменьшается. Атомы магнитной примеси обладают спином, а значит спиновым магнитным моментом. При этом спины пары оказываются как бы в параллельном и антипараллельном магнитном поле примеси. С увеличением концентрации атомов, магнитной примеси в сверхпроводнике все большее число пар будет разрушаться, и в соответствии с этим ширина энергетической щели будет уменьшаться. При некоторой концентрации n, равной 0,91nкр (nкр - значение концентрации, при которой полностью исчезает сверхпроводящее состояние), энергетическая щель становиться равной нулю.

Можно предположить, что появление бесщелевой сверхпроводимости связано с тем, что при взаимодействии с атомами примеси часть пар оказывается временно разорванными. Такому временному распаду пары соответствует появление локальных энергетических уровней в пределах самой энергетической щели. С ростом концентрации примесей щель все больше заполняется этими локальными уровнями до тех пор, пока не исчезнет совсем. Существование электронов образовавшихся при разрыве пары, приводит к исчезновению энергетической щели, а оставшиеся куперовские пары обеспечивают равенство нулю электронного сопротивления.

Мы приходим к выводу, что существование щели само по себе вовсе не является обязательным условием проявление сверхпроводящего состояния. Тем более что бесщелевая сверхпроводимость, как оказалось явление не столь уж и редкое. Главное - это наличие связанного электронного состояния – куперовской пары. Именно это состояние может проявлять сверхпроводящие свойства и в отсутствии энергетической щели.[19,С.58]

2.5 Образование электронных пар

Запрещённые зоны в энергетическом спектре полупроводников возникают вследствие взаимодействия электронов с решёткой, создающей в кристалле поле с периодически меняющимся потенциалом.

Естественно предположить, что и энергетическая щель в зоне проводимости металла, находящегося в сверхпроводящем состоянии, возникает из-за какого-то дополнительного взаимодействия электронов, появляющегося при переходе металла в это состояние. Природа этого взаимодействия состоит в следующем.

Свободный электрон зоны проводимости, двигаясь сквозь решётку и взаимодействуя с ионами, слегка «оттягивает» их из положения равновесия (рис 5), создавая в «кильваторе» своего движения избыточный положительный заряд, к которому может быть притянут другой электрон. Поэтому в металле помимо обычного кулоновского отталкивания между электронами может возникать косвенная сила притяжения, связанная с наличием решётки положительных ионов. Если эта сила оказывается больше силы отталкивания, то энергетически выгодным становится объединение электронов в связанные пары, которые получили название куперовских пар.

При образовании куперовских пар энергия системы уменьшается на величину энергии связи Есв электронов в паре. Это означает, что если в нормальном металле электроны зоны проводимости при Т=0К обладали максимальной энергией ЕF, то при переходе в состояние, в котором они связаны в пары, энергия двух электронов (пары) уменьшается на Есв, а энергия каждого из них – на Есв/2, так как именно такую энергию надо затратить, чтобы разрушить эту пару и перевести электроны в нормальное состояние (рис. 6а). Поэтому между верхним энергетическим уровнем электронов, находящихся в связанных парах, и нижним уровнем нормальных электронов должна существовать щель шириной Есв, которая как раз и необходима для появления сверхпроводимости. Легко убедиться, что эта щель является подвижной, т. е. способной смещаться под действием внешнего поля вместе с кривой распределения электронов по состояниям.

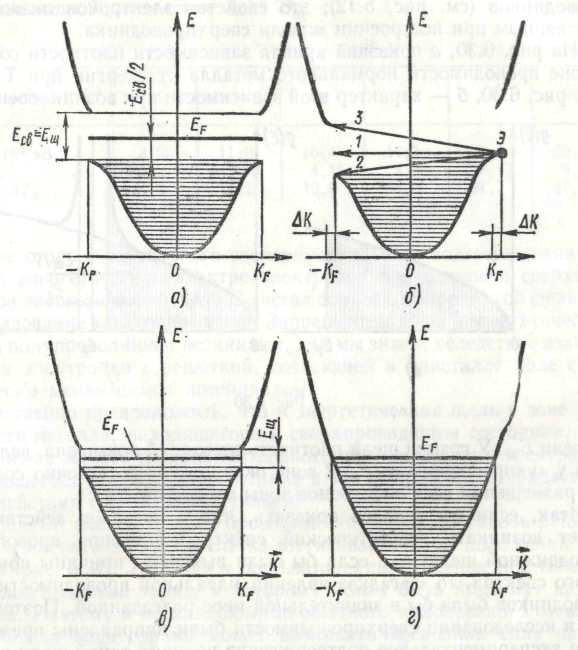


Рис. 6

На рис. 7 показана схематическая модель куперовской пары. Она состоит из двух электронов, движущихся вокруг индуцированного положительного заряда, напоминая в какой-то мере атом гелия. Каждый электрон, входящий в пару, может обладать большим импульсом  и волновым вектором ; пара же в целом (центр масс пары) может при этом покоиться, обладая нулевой скоростью поступательного движения. Это разъясняет непонятное на первый взгляд свойство электронов, заселяющих верхние уровни заполненной части зоны проводимости при наличии щели (рис.6а). У таких электронов и огромны (и ), а скорость поступательного движения . Поскольку центральный положительный заряд пары индуцирован самими движущимися электронами, то под действием внешнего поля куперовская пара может свободно перемещаться по кристаллу, а энергетическая щель Ещ смещаться вместе со всем распределением, как показано на рис. 6б. Таким образом, и с этой точки зрения удовлетворяются условия появления сверхпроводимости.

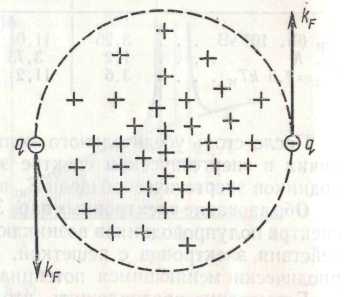
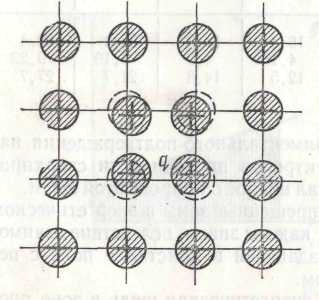


Рис.5 рис. 7

Однако не все электроны зоны проводимости способны связываться в куперовские пары. Так как этот процесс сопровождается изменением энергии электронов, то связываться в пары могут лишь те электроны, которые способны изменять свою энергию. Таковыми являются только электроны, размещающиеся в узкой полоске, расположенной у уровня Ферми («фермиевские электроны»). Грубая оценка показывает, что число таких электронов составляет ~ 10-4 от общего числа, а ширина полоски по порядку величины равна 10-4.

На рис. построена в пространстве импульсов сфера Ферми радиусом .

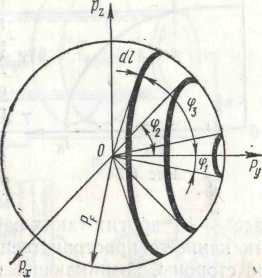


Рис. 8

На ней проведены кольца шириной dl, расположенные относительно оси ру под углами φ1, φ2, φ3. электроны, векторы которых своими концами попадают на площадь данного кольца, образуют группу, обладающую практически одинаковым импульсом . Число электронов в каждой такой группе пропорционально площади соответствующего кольца. Так как с ростом φ площадь колец увеличивается и число электронов в соответствующих им группах. Связываться в пары могут, вообще говоря, электроны любой из этих групп. Максимальное же число пар образуют те электроны, которых больше. А больше всего электронов, у которых импульсы равны по величине и противоположны по направлению. Концы векторов  у таких электронов располагаются не на узкой полоске, а по всей поверхности Ферми. Этих электронов так много по сравнению с любыми другими электронами, что практически образуется лишь одна группа куперовских пар – пары, состоящие из электронов, имеющих равные по величине и противоположные по направлению импульсы. Замечательной особенностью этих пар является их импульсная упорядоченность, состоящая в том, что центры масс всех пар имеют одинаковый импульс, равный нулю, когда пары покоятся, и отличный от нуля, но одинаковый для всех пар, когда пары движутся по кристаллу. Это приводит к довольно жёсткой корреляции движения каждого отдельного электрона с движением всех остальных электронов, связанных в пары.

Электроны «движутся наподобие альпинистов, которые связаны друг с другом верёвкой: если один из них выходит из строя благодаря неровности рельефа (обусловленной тепловым движением атомов), то соседи возвращают его обратно».[29, С. 34] Это свойство делает коллектив куперовских пар мало восприимчивым к рассеянию. Поэтому если пары тем или иным внешнем воздействием приведены в упорядоченное движение, то созданный ими электрический ток может существовать в проводнике сколь угодно долго даже после прекращения действия того фактора, который его вызвал. Так как таким фактором может быть только электрическое поле Е, то это означает, что в металле, в котором фермиевские электроны связаны в куперовские пары, возбуждённый электрический ток i продолжает существовать неизменным и после прекращения действия поля: i=const при Е=0. Это является свидетельством того, что металл действительно находится в сверхпроводящем состоянии, обладая идеальной проводимостью. Грубо такое состояние электронов можно сравнить с состоянием тел, движущихся без трения: такие тела, получив начальный импульс, могут двигаться сколь угодно долго, сохраняя его неизменным.

Выше мы сравнивали куперовскую пару с атомом гелия. Однако к этому сравнению следует относится очень осторожно. Как уже отмечалось, положительный заряд пары является непостоянным и строго фиксированным, как у атома гелия, а наведённым самими движущимися электронами и перемещающимися вместе с ними. Кроме того, энергия связи электронов в паре на много порядков ниже энергии связи их в атоме гелия. Согласно данным таблицы 1, для куперовских пар Есв=(10-2-10-3) эВ, в то время как для атомов гелия Есв=24,6 эВ. Поэтому размер куперовской пары на много порядков больше размера атома гелия. Расчёт показывает, что эффективный диаметр пары L ≈ (10-7-10-6) м; его называют также длиной когерентности. В объёме L3, занимаемой парой, размещаются центры массы ~ 106 других таких пар. Поэтому эти пары нельзя рассматривать как какие-то пространственно разделённые «квазимолекулы». С другой стороны, возникающее колоссальное перекрытие волновых функций всех пар усиливает квантовый эффект спаривания электронов до макроскопического его проявления.

Существует другая аналогия, причём очень глубокая, куперовских пар с атомами гелия. Она состоит в том, что пара электронов представляет собой систему с целом спином, так же как и атомы . Известно, что сверхтекучесть гелия можно рассматривать как проявление специфического эффекта конденсации бозонов на нижнем энергетическом уровне. С этой точки зрения сверхпроводимость можно считать как бы сверхтекучестью куперовских пар электронов. Эта аналогия идёт ещё дальше. Другой изотоп гелия , ядра которого имеют полуцелый спин, не обладает сверхтекучестью. Но самый замечательный факт, открытый совсем недавно, состоит в том, что при понижении температуры атомы  могут образовывать пары, вполне аналогичные куперовским, и жидкость становится сверхтекучей. Теперь можно сказать, что сверхтекучесть  - это как бы сверхпроводимость пар его атомов.

Таким образом, процесс спаривания электронов является типичным коллективным эффектом. Силы притяжения, возникающие между электронами, не могут привести к спариванию двух изолированных электронов. В образовании пары участвует по существу как весь коллектив фермиевских электронов, так и атомы решётки. Поэтому и энергия связи (ширина щели Ещ) зависит от состояния коллектива электронов и атомов в целом. При абсолютном нуле, когда все фермиевские электроны связаны в пары, энергетическая щель Ещ достигает максимальной ширины Ещ(0). С повышением температуры появляются фононы, способные сообщить электронам при рассеянии энергию, достаточную для разрыва пары. При низких температурах концентрация этих фононов невелика, вследствие чего и случаи разрыва электронных пар будут редкими. Разрыв некоторых пар не может привести к исчезновению щели для электронов остальных пар, но делает её несколько уже; границы щели приближаются к уровню Ферми. С дальнейшим повышением температуры концентрация фононов растёт очень быстро, кроме того, растёт их средняя энергия. Это приводит к резкому увеличению скорости разрыва электронных пар и соответственно к быстрому уменьшению ширины энергетической щели для остающихся пар. При некоторой температуре Тк щель исчезает полностью, края её сливаются с уровнем Ферми и металл переходит в нормальное состояние.[6,С.183]

2.5 Эффективное взаимодействие между электронами, обусловленное фононами металла

Фрелих показал, что взаимодействие электронов с фононами может приводить к эффективному взаимодействию между электронами. Ниже мы изложим основные положения его теории.

В идеальной решётке движение электрона в зоне проводимости определяется блоховской функцией

**,** (19)

которая представляет плоскую волну, модулированную функцией uk(r), удовлетворяющей условию периодичности uk(r) = uk(r+n), где n – вектор решётки, k – волновой вектор; χσ – функция спинового состояния. Её явный вид и вид функции uk(r) нам далее не потребуется.

Электронная волновая функция всего металла, содержащего N электронов в объёме V, является антисимметричным произведением N функции φk,σ. Основное состояние соответствует заполнение состояний, лежащих в k – пространстве внутри поверхности Ферми. Будем предполагать, что эта поверхность лежит далеко от границы зоны и изотропна, т. е. представляет собой сферу радиуса k0. при возбуждении электроны из состояний |k| < k0 переходят в состояния k| > k0.

Если εk – энергия состояния электрона с квазиимпульсом ђk, то в представлении вторичного квантования гамильтониан системы электронов (с точностью до постоянного слагаемого) имеет вид

, (20)

где a+kσ, akσ – фермиевские операторы рождения и уничтожения квазичастиц.

Для определения оператора взаимодействия с фононами решётки металла учтём, что при смещении положительного иона, занимающего n – е место в решётке, на величину ξn, энергия взаимодействия электрона с решёткой  изменится на величину . Следовательно, в представлении вторичного квантования оператор электрон – фононного взаимодействия можно написать в виде

(21),

где - оператор, выражающийся через ферми-операторы akσ и блоховские функции с помощью равенства

. (22)

Оператор смещения ионов  определён, следовательно,

, (23)

Где ,  - бозе-операторы; s – скорость продольных звуковых волн, соответствующих волновому вектору q, так как только продольные волны дают вклад и для них ω(q) = sq.

Учитывая, что сумма , если, и равна нулю, если , получаем окончательное выражение операторов электрон-фононного взаимодействия в представлении чисел заполнения

,  , (24)

где  (1825) - сокращённое обозначение сумм произведений ферми-операторов;  - малая величина, определяющая электрон-фононное взаимодействие. Интегрирование ведётся по одной элементарной ячейке. Буквами «э.с.» указываются члены, эрмитово сопряжённые ко всем предыдущим.

Оператор взаимодействия (24) не зависит от спинового состояния электронов, поэтому в дальнейшем спиновый индекс σ можем не писать. Оператор (24) получен в предположении, что ионы в решётке движутся как единое целое, что D(q) зависит только от q и не зависит от k и что колебания ионов в решётке делятся на продольные и поперечные для всех значений q, поэтому взаимодействие осуществляется только с продольными фононами. Без этих упрощений вычисления сильно усложняются. Такое усложнение оправдывается только при необходимости получить количественные результаты.

Вследствие взаимодействия электронов с фононами меняются энергетические состояния электронов и фононов. Рассмотрим поведение электронов. Изменение спектра фононов под влиянием электронов будет учитываться только косвенно путём использования экспериментального значения для скорости звука s.

Итак, система электронов, взаимодействующих с фононами, будет описываться оператором Гамильтона , где

. (26)

Нint определяется формулой (24).

Для оценки роли электрон-фононного взаимодействия проведём предложенное Фрелихом преобразование оператора (26), чтобы исключить возможно большую часть оператора взаимодействия. Преобразованный гамильтониан имеет вид

 (27)

Оператор преобразования, содержащий малое взаимодействие, выбирается в виде

,

, (28)

где

. (29)

Функции Ф(k,q) связаны с взаимодействием. Их явный вид будет определён ниже.

Подставляя (26) и (28) в (27), находим, учитывая (24) и собирая члены одинакового порядка малости,

 (30)

Оператор (30) легко вычисляется, если учесть, что ферми-операторы ak, ak+ коммутируют с бозе – операторами bq и что из свойств ферми-операторов следует равенство

 (31)

Используя (29) и (31), вычислим предварительно коммутаторы

,

,

,

.

Используя найденные соотношения, вычислим в (30) члены, линейные относительно энергии взаимодействия:

 (32)

Выберем функции Ф(k,q) так, чтобы все выражения (32) обращались в нуль, т. е. положим

. (33)

Используя (33), находим



Следовательно,

.

Усредняя полученное выражение по вакуумному состоянию фононов, находим, используя (29) и (33),

. (34)

Проведённые преобразования Фрелиха имеют смысл только при условии, что функции (33) являются малыми, так как в противном случае ряд (27) будет расходиться. Чтобы расширить область применимости полученного результата, следует в (33) заменить энергии электронов εк перенормированными энергиями Ек, которые находятся при решении нелинейного уравнения

 (35)

Выражение (34) можно сохранить для части Hint, не содержащей значений q, при которых знаменатель (33) близок к нулю. Если выделить в Нint(q) члены, для которых (34) не имеет смысла, то гамильтониан электронов металла (с точностью до квадрата параметра взаимодействия) в вакуумном состоянии относительно фононов (низкие температуры) принимает вид

. (36)

Второе слагаемое в (36) можно интерпретировать как энергию взаимодействия между электронами, обусловленнуюобменом виртуальными фононами. При этом каждое слагаемое в сумме соответствует взаимодействию между электронами, имеющими квазиимпульсы  и . Это взаимодействие соответствует притяжению, если . Поскольку , то для электронов, имеющих противоположно направленные импульсы, т.е. при , знаменатель в слагаемых суммы (36) принимает минимальное значение . В этом случае притяжение между электронами будет максимальным.

Вследствие принципа Паули переход от состояния  возможен только в незанятое состояние с энергией над поверхностью Ферми. Следовательно, условие  в (36) может осуществляться только для электронов с энергией, близкой к энергии Ферми, т.е. при .[4,С.281]

2.6 Каноническое преобразование Боголюбова в теории сверхпроводимости

В теории сверхпроводимости учитывается только максимальное эффективное взаимодействие между электронами в состояниях, в которых отсутствуют реальные фононы, и отбрасываются все другие члены в гамильтониане (36). При учёте спина электрона наиболее сильное взаимодействие осуществляется между электронами, имеющими противоположно направленные квазиимпульсы и спины, так как только при антипараллельных спинах электроны могут подходить друг к другу. Таким образом, в качестве гамильтониана  электронов в металле объёма  принимается эффективный гамильтониан

, (37)

где - фурье-представление энергии взаимодействия двух электронов;

; (38)

μ – определяемый из условия



химический потенциал, введённый в (37) для того, чтобы не вводить дополнительного условия постоянства числа частиц

.

Слагаемые, отличающиеся только значениями σ, дают одинаковый вклад в суммы оператора (37), поэтому нужно написать

. (39)

Для исследования спектра собственных значений этого оператора проведём каноническое преобразование ферми – операторов, предложенное Боголюбовым

,

, (40)

где uk и  - вещественные функции, симметричные относительно преобразования  и удовлетворяющие соотношению

. (41)

При выполнении условия (41) новые операторы  и  удовлетворяют обычным перестановочным соотношениям для ферми – операторов.

Переходя с помощью (40) к новым ферми-операторам, преобразуем (39) к виду

,

где

(42)

- постоянное слагаемое, не зависящее от ферми – операторов и соответствующее энергии основного состояния;

 (43)

- диагональная часть гамильтониана;

 (44)

- недиагональная часть гамильтониана, содержащая произведения двух ферми – операторов. Оператор Н2 содержит произведения четырёх новых ферми – операторов. При исследовании возбуждённых состояний малой энергии его можно опустить.

До сих пор вещественные функции uk и  канонического преобразования были произвольными при условии выполнения равенства (41). Выберем теперь эти функции таким образом, чтобы обратить в нуль оператор (44). Для этого достаточно потребовать, чтобы выполнялось равенство

. (45)

Можно убедиться, что это равенство является одновременно условием минимума энергии основного состояния (42) при дополнительном равенстве(41).

Введём обозначение

, (46)

Тогда из (45) и (41) можно выразить искомые uk и  через  и :

, . (47)

Подставив полученные выражения в (45), находим нелинейное уравнение, определяющее величину :

. (48)

Значение  зависит от спектра энергии  одночастичных состояний электронов без взаимодействия, отсчитанных относительно химического потенциала μ и функции , определяемых силами взаимодействия между электронами.

Подставляя значения (46) и (47) в (43), можно преобразовать диагональную часть оператора Гамильтона к виду

. (49)

Таким образом, вследствие взаимодействия между электронами их спектр элементарных возбуждений определяется функцией

. (50)

Каждому значению квазиимпульса  относящихся к двум типам элементарных возбуждений, относящихся к операторам рождения  и .

Изменение одночастичного спектра, обусловленное взаимодействием, определяется величиной , которая является корнем уравнения. Оно имеет тривиальное решение  или . Выберем это решение в виде

, , если ; (51)

Для определения свойств этого решения рассмотрим каноническое преобразование, обратное (40):

, (52)

. (52)

Следовательно, при значениях (51) вне сферы Ферми () операторы , . Следовательно, они уничтожают электроны, находящиеся, соответственно, в состояниях (k,1/2) и (-k, -1/2). Внутри же сферы Ферми () эти операторы имеют значения , . Следовательно, они соответствуют рождению электронов (или уничтожению дырок) в состояниях (-k, -1/2) и (k,1/2). Таким образом, преобразование (52) эквивалентно переходу к дырочному представлению. В состояниях, соответствующих тривиальному решению уравнения (48), спектр одноэлектронных состояний остаётся неизменным, так как . В этом случае металл находится в нормальном состоянии и оказывает сопротивление проходящему току.

При достаточно больших силах притяжения, когда выполняется неравенство

, (53)

наряду с тривиальным решением уравнения (48) имеется нетривиальное решение, при котором  и металл при низких температурах не обладает сопротивлением, если выполняется неравенство , где  - волновой вектор поверхности Ферми, р – средний импульс электрона в токовом состоянии.

Вычислим значение  для простейшего случая, когда  равно постоянному значению ν, если k и k1 лежат внутри этого интервала. В этом случае согласно (46) внутри указанного интервала значение  также постоянно (), и уравнение (48) принимает вид

, . (54)

Если Δ больше расстояния между соседними подуровнями зоны проводимости е(k), то сумму можно заменить интегралом, используя равенство

.

Полагая , имеем

.

Далее  и равенство (54) принимает вид

.

Вычисляя интеграл и разрешая полученное уравнение относительно Δ, находим

, . (55)

Непосредственно из (55) следует, что это выражение нельзя получить путём вычисления эффекта взаимодействия между электронами методом теории возмущений. Теория возмущений даёт поправки к энергии в виде степеней малой энергии взаимодействия ν, а величина Δ стремится к нулю, как , и при значениях  не может быть разложена в ряд.

С целью выяснения физического смысла величины Δ выразим энергию основного состояния Е0 через Δ. Подставляя (46) и (47) в (42), находим

. (56)

Если ,  и функции канонического преобразования сводятся к (51) для тривиального решения уравнения (48). Если , то . Таким образом, при  нетривиальные решения (48) энергетически выгоднее тривиальных.

Возбуждённые состояния системы соответствуют «рождению» квазичастиц, зависимость энергии которых от импульса определяется формулой (50). Последнюю при  можно записать в виде

. (57)

При больших разностях  зависимость энергии квазичастиц от импульса такая же, как для свободных частиц с массой m\*. Однако при приближении  к значению  (граничный волновой вектор сферы Ферми) энергия возбуждения стремится не к нулю, а к конечному пределу

 при .

Следовательно, величина  определяет разность энергии между основным и первым возбуждённом состояниями системы электронов. Если , т.е. при наличии энергетической щели, основное состояние более устойчиво по отношению к внешним воздействиям. В этом случае электрон может отдавать и получать энергию порциями, не меньшими .

При  функции (47) канонического преобразования одновременно отличны от нуля, следовательно, новые фермиевские операторы  и, соответствующие рождению новых элементарных возбуждений (квазичастиц), относятся к состояниям, являющимися суперпозицией электронных и дырочных состояний одноэлектронного приближения. Такие элементарные возбуждения являются коллективными сильно скоррелированными состояниями двух электронов, обусловленными их спариванием. Рассеяние (торможение) электронов требует разрыва пары. Следовательно, оно возможно только в том случае, когда кинетическая энергия электронов, связанная с появлением тока, будет превышать энергию спаривания. Если р – средний импульс электрона в токовом состоянии, то изменение энергии  по абсолютной величине будет равно , поскольку , то сверхпроводимость должна наблюдаться при .

Сверхпроводящее состояние возникает только в таких металлах, для которых энергия электрон-фононного взаимодействия достаточно велика. С другой стороны, чем больше электрон-фононное взаимодействие, тем больше сопротивление металла в нормальном состоянии, так как при этом велика вероятность рассеяния электронов с испусканием и поглощением фононов. Этим качественно объясняется известный факт, что хорошие проводники не переходят в сверхпроводящее состояние. Сильное электрон-фононное взаимодействие, приводящее к большому сопротивлению в нормальном состоянии, способствует образованию сверхпроводящего состояния, лишённого сопротивления.

Выше рассматривались основные черты микротеории сверхпроводимости без учёта кулоновского взаимодействия между электронами. Последовательная теория сверхпроводимости металлов с учётом кулоновского взаимодействия была развита Боголюбовым. [4,С. 285]

2.7 Промежуточное состояние

Было выяснено, что при достижении внешним магнитным полем некоторого критического значения сверхпроводимость скачком разрушается. Но эта простая ситуация возможна, если внешнее магнитное поле имеет одно и то же значение в любой точке поверхности образца. В частности для очень длинного и тонкого цилиндра с осью, направленной вдоль поля. Если же образец имеет другую форму, то картина перехода в нормальное состояние выглядит намного сложнее.

Переход из нормального в сверхпроводящее состояние является фазовым переходом. Промежуточное состояние представляет собой гетерогенную смесь сверхпроводящей и нормальной фаз. Как показал Л.Д.Ландау, промежуточное состояние сверхпроводника должно представлять сложную, разветвлённую систему прослоек обеих фаз. Согласно этой теории в интервале полей с индукцией  сверхпроводящие и нормальные области сосуществуют, где В1 – индукция внешнего магнитного поля, в тот момент, когда в какой-либо точке образца поле становится равным критическому. Идеализированная картина такого состояния представляет собой чередующиеся S- и N-полосы, реально же эта ситуация намного сложнее. Здесь картина не статична, соотношение между количеством S- и N- областей непрерывно меняется. С ростом поля сверхпроводящая S-фаза «тает» за счет роста N-областей и при индукции В = Вк исчезает полностью.

С ростом поля наступает момент, когда оно становится равным критическому в каком-нибудь одном месте поверхности образца. Например, выталкивание магнитного поля из шара приводит к сгущению силовых линий в окрестности экватора. Такое расположение поля является следствием наложения на равномерное внешнее поле с индукцией В0 магнитного поля, создаваемого экранизирующими токами. Очевидно, распределение магнитных силовых линий обусловлено геометрией образца. Для простых тел этот эффект можно характеризовать одним числом, так называемым коэффициентом размагничивания N.

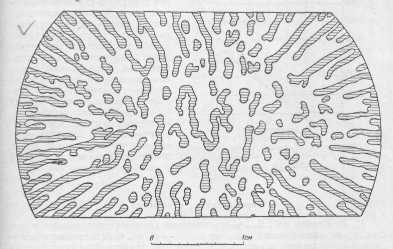
Если, например, тело имеет форму эллипсоида, то на его экваторе поле станет равным критическому, когда внешнее поле будет равно В0 = Вк ⋅ (1 - N). Для шара коэффициент размагничивания равен N = , поэтому на экваторе поле будет равным критическому при индукции В0 =  ⋅ Вк. При дальнейшем увеличении поля сверхпроводимость у экватора должна разрушиться. Однако весь шар не может перейти в нормальное состояние, так как в этом случае магнитное поле проникло бы внутрь образца и стало бы равно внешнему полю, то есть оказалось бы меньше критического. Поэтому наступает частичное разрушение сверхпроводимости, – образец расслаивается на нормальные и сверхпроводящие области. В случае тел более сложной формы разрушение сверхпроводимости происходит путём «распада» на малые области (домены) из сверхпроводящей и нормальной фаз. Граница раздела сверхпроводящей и нормальной областей имеет поверхностную энергию.

Образование промежуточного состояния со слоями конечной толщины свидетельствуют о том, что граница нормальной и сверхпроводящей фаз обладает дополнительной положительной поверхностной энергией. Наличие такой энергии следует также и из скачкообразности перехода массивного сверхпроводника при цилиндрической геометрии: критическое поле в тонких слоях выше, чем в массивных образцах, поэтому цилиндру было бы энергетически выгодно разбиться на тонкие слои, утончающиеся по мере увеличения поля; однако этого не происходит, так как с границами фаз связана добавочная энергия. Согласно современным представлениям, эта поверхностная энергия является следствием пространственной корреляции электронов.

Рассмотрим границу нормальной и сверхпроводящих фаз. В сверхпроводящей фазе энергетическая щель Δ имеет конечное значение (соответствующее данной температуре), в нормальной фазе она должна равняться нулю; изменение величины Δ происходит на расстоянии ~ ξ. Нормальная фаза может находиться в равновесии со сверхпроводящей только в том случае, если в нормальной фазе имеется магнитное поле Нк, отсутствующее в сверхпроводящей фазе. Изменение поля от Нк до 0 по мере углубления в сверхпроводящую фазу происходит на расстоянии ~ δ. Если заменить плавное изменение Δ и Н ступенчатым, сохранив величину свободной энергии и магнитного потока, возникают две условные границы: по щели (линия А) и по полю (линия В), причём на участке АВ как щель, так и поле равны нулю. Равенство нулю щели означает, что этот участок находится в нормальном состоянии, а отсутствие поля (необходимого для равновесия со сверхпроводящей фазой), - что этот участок обладает дополнительной энергией. На 1 см3 приходится Нк2/8π, а на 1 см2 площади переходного слоя – (Нк2/8π) АВ ~ ξ Нк2/8π. При ξ>δ поверхностная энергия положительна, при δ>ξ линии А и В расположены в другом порядке и поверхностная энергия отрицательна. Здесь ξ~ђυF/Δ(Т). Эта величина в окрестности Тк меняется по тому же закону, что и δ, т.е. поверхностная энергия может быть положительной даже в том случае, когда δ>>ξ0=ђυF/Δ(0) и электродинамика сверхпроводника описывается уравнением Лондонов.

Сложная топография промежуточного состояния была изучена в работах А.И. Шальникова и А.Г. Мешковского. Шар из олова диаметром 40 мм составлялся из двух полушарий, между которыми оставался плоскопараллельный зазор толщиной в 0,2 мм. В этот зазор вводилась микроскопическая висмутовая спираль. Распределение напряжённости магнитного поля в различных участках зазора определялось по изменению сопротивления спирали. На рисунке 9 показана полученная картина сверхпроводящих и нормальных областей.[7,С.]

Рис 9. Топография промежуточного состояния, полученного при наложении внешнего поля в экваториальном зазоре между двумя полушариями из олова



2.8 Сверхпроводники 2-го рода

По знаку поверхностной энергии сверхпроводники делятся на две группы. К первому роду относятся сверхпроводники, обладающие положительной поверхностной энергией, ко второму роду – отрицательной энергией. Долгое время считалось, что все сверхпроводники являются сверхпроводниками 1-го рода. Возможность существования сверхпроводников 2-го рода была теоретически предсказана А.А. Абрикосовым. Точный критерий принадлежности к 1-му и 2-му роду определяется величиной параметра χ, имеющего порядок δ/ξ:

- сверхпроводники 1-го рода,

 - сверхпроводники 2-го рода. (58)

Для чистых сверхпроводников

, (59)

где - глубина проникновения, получающаяся из уравнения Лондонов при Т=0 (m,e и N – масса, заряд и плотность электронов, с – скорость света). Функция А(Т) слабо зависит от Т и меняется от 1 при Т = Тк до 1,25 при Т = 0.

Подавляющее большинство чистых сверхпроводников является сверхпроводниками первого рода (значения χ изменяются в широких пределах; например, для Al χ=0,01, для In - 0,05, для Sn – 0,15 при Т=Тк). в настоящее время известен лишь один чистый сверхпроводник 2-го рода – Nb с χ(Т=0) = 1,2. Однако любой сверхпроводник 1-го рода можно превратить в сверхпроводник 2-го рода введением примесей, дислокаций или каких – либо иных дефектов решётки. Если эти дефекты распределены однородно, так что в сверхпроводнике не образуется макроскопических участков с различающимися свойствами, то вся роль дефектов сводится к нарушению пространственной корреляции электронов.

Когда концентрация дефектов такова, что они начинают существенно влиять на корреляцию электронов (обычно порядка нескольких атомных % и выше), то новый параметр пространственной корреляции ξ1 имеет порядок , где l – длина свободного пробега электрона в нормальном состоянии. При температурах, не слишком близких к Тк,  (это выражение вытекает из рассмотрения броуновского движения электронов в металле). Как только параметр ξ1(Т) становится меньше ξ(Т), именно он начинает определять корреляционные свойства электронов. Даже если чистый сверхпроводник относился к 1-му роду, при увеличении концентрации дефектов, т.е. при уменьшении l, новый параметр корреляции может стать меньше δ [при малых пробегах , так что ξ< δ соответствует l<δL(0)] и металл станет сверхпроводником второго рода. Точный критерий можно опять выразить в форме (58). Зависимость от концентрации дефектов хорошо передаётся интерполяционной формулой:

, (60)

Где χ0(Тк) даётся формулой (59) с А = 1, ρ – удельное сопротивление в нормальном состоянии в Ом\*см, а γ – коэффициент в линейном законе электронной теплоёмкости СV= γТ в эрг\*см-3\*град-2. Следует отметить, что χl порядка δL/l сравнивается по порядку величины с χ0 при концентрации дефектов ~ несколько %. При больших концентрациях дефектов (~ десятков %) χ может достигать величин ~ несколько десятков и даже доходить до 100. Такие значения получены в сплавах Ti – V, Nb – Sn и др. Вблизи Тк параметр χ во всех случаях связан с величинами δ и Нк соотношением:

. (61)

Температурная зависимость χ при таких концентрациях дефектов, когда χl >>χ0 имеет вид: , где В(Т) плавно меняется от 1 при Т = Тк до 1,2 при Т=0. Ввиду малого отличия между функциями А(Т) и В(Т) можно написать в целом с хорошей точностью . Хотя А(Т) слабо зависит от температуры, тем не менее существуют сверхпроводники, которые относятся к 1-му роду вблизи Тк и ко 2-му роду при более низких температурах. При достаточном числе дефектов, когда ξ1<< δ или, что то же самое, χ >>1, уравнения электродинамики в слабом поле становятся локальными, т.е. ток определяется полем в той же точке. Таким образом, если даже исходный чистый материал описывался уравнением Пиппарда, сверхпроводник с дефектами будет описываться уравнением типа Лондона, но с иной константой:

, (62)

где σ – проводимость в нормальном состоянии. Это выражение справедливо при χl >>1, т.е. при l<<δL(0). Величина δ имеет порядок .

При фазовом переходе сверхпроводника 2-го рода из сверхпроводящего в нормальное состояние отрицательный знак поверхностной энергии делает невозможным равновесие нормальной и сверхпроводящей фаз. Поэтому переход осуществляется путём постепенного обращения в нуль энергетической щели Δ и может затянуться до очень больших полей, причём до полного перехода в нормальное состояние сопротивление не слишком сильному электрическому току отсутствует. В противоположность сверхпроводникам 1-го рода переход массивного цилиндра из сверхпроводника 2-го рода в продольном поле является фазовым переходом 2-го рода.

Важно отличать смешанное состояние сверхпроводников II рода от промежуточного состояния сверхпроводников I рода. Промежуточное состояние сверхпроводников I рода зависит от формы образца, его расположения во внешнем магнитном поле и возникает далеко не всегда. Смешанное же состояние сверхпроводников II рода является внутренним свойством и возникает в образцах любой формы, как только магнитное поле достигает критического значения. Существование смешанного состояния было предсказано в 1952 году А. А. Абрикосовым, а в 1957 им была разработана теория смешанного состояния. Эта теория говорила о том, что при частичном проникновении магнитного поля в толщу сверхпроводящего образца электроны под действием силы Лоренца начинают двигаться по окружностям, образуя своеобразные вихри, которые стали называть абрикосовскими вихрями. При увеличении внешнего поля электроны приближаются к оси вихря, а их скорость увеличивается. На некотором расстоянии от этой оси происходит “срыв” сверхпроводимости. Но хотя внутри каждого вихря сверхпроводимость разрушена, в пространстве между ними она сохраняется.

В результате сверхпроводящий образец оказывается пронизанным вихревыми нитями, представляющими собой тонкие несверхпроводящие области цилиндрической формы, ориентированных в направлении силовых линий магнитного поля. По этим нитям магнитное поле проникает в сверхпроводник. Оказалось также, что величина магнитного потока в каждом цилиндрике не произвольна, а равна определенному значению. Это значение минимальной порции магнитного потока Ф0 = 2⋅10-15 Вб, называемой квантом магнитного потока. Чем больше внешнее магнитное поле, тем больше таких нитей - цилиндриков, а, следовательно, больше квантов магнитного поля проникает в сверхпроводник. Поэтому магнитный поток в сверхпроводнике меняется дискретно. При увеличении внешнего поля вихревые нити сближаются, плотность их увеличивается, и при некотором значении поля, когда расстояние между нитями становится примерно 10-4 см, сверхпроводимость разрушается и образец переходит в нормальное состояние.

Оценка полей, до которых сохраняется сверхпроводимость, может быть получена из следующих соображений. Куперовское спаривание сохраняется, если ларморовский радиус rH закручивания пары в магнитом поле не меньше размеров пары. Т.о., предельное соотношение имеет вид:

, (63)

где рП – импульс пары. Подставляя сюда предельный импульс пары, который имеет порядок ђ/ξ1 , получаем значение поля перехода:

. (64)

Т.о.,  растёт обратно пропорционально пробегу, иначе говоря, пропорционально концентрации дефектов в кристалле. Точное выражение для :

, (65)

где Нк – термодинамическое поле.

Полная картина перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное для сверхпроводников 2-го рода имеет следующий вид (рис. 10). Внешнее магнитное поле совершенно не проникает в толщу массивного сверхпроводника вплоть до критического поля , которое при χ>>1 равно:

. (66)

Согласно формулам (62,66) с уменьшением длины пробега уменьшается в основном пропорционально l. Когда внешнее поле достигает  (для цилиндрической геометрии опыта), оно начинает проникать в сверхпроводник в виде отдельных далеко отстоящих друг от друга нитей магнитного потока. Каждая такая нить содержит 1 квант магнитного потока, равный . В центре нити поле максимально (при χ>>1) и Δ=0. при удалении от центра нити Δ увеличивается (на расстоянии порядка δ/χ~ξ1) до значения, соответствующего данной температуре при отсутствии поля. Магнитное поле спадает до нуля на расстоянии порядка δ. Когда внешнее поле в точности равно , расстояние между нитями бесконечно. При увеличении поля они начинают сближаться, пока центры не подойдут друг к другу на расстояние ~ δ/χ. В идеальном случае нити всё время образуют некоторую правильную структуру (по-видимому, в поперечном сечении центры нитей образуют квадратную или треугольную решётку).

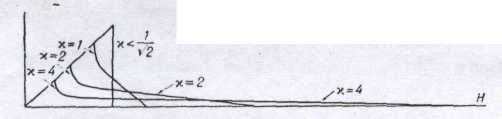


Рис 10. Зависимость намагниченности (-4πM=H-B,) сверхпроводника от внешнего поля Н при различных значениях χ.

Кривая соответствует сверхпроводникам 1-го рода. Отклонения кривых от линий -4πM=H происходит при Н=Нк; точка М=0 (т.е.) соответствует .

Когда расстояние между центрами становится порядка δ/χ, уже нельзя говорить об отдельных нитях – имеет место некоторая периодическая структура распределения полей и токов в сверхпроводнике (рис 11). При дальнейшем увеличении внешнего поля центры перестают сближаться, поле в образце постепенно достигает величины внешнего поля, вся толща образца переходит в нормальное состояние. Это происходит при (65). Однако в поверхностном слое толщиной ~ δ/χ сверхпроводимость остаётся ещё до поля = 1,7. На опыте критического поля  и  проявляются следующим образом. При поле исчезает диамагнитный момент массивного образца, т.е. внешнее поле практически полностью проникает в сверхпроводник. Однако электрическое сопротивление для слабого тока при этом не появляется. Оно возникает только при поле .

Теоретический предел для полей  и  можно получить, предположив, что пробег электронов становится порядка межатомных расстояний. Это даёт μ<1,5Тк (где μ – магнетон Бора), т.е. несколько сотен кэ. Конечно, эта оценка неточная, тем более, что при таких полях начинает проявляться действие поля на магнитные моменты электронов, входящих в куперовские пары, которое тоже приводит к нарушению сверхпроводимости.

Большая величина критических полей делает сверхпроводники 2-го рода подходящим материалом для изготовления сверхпроводящих магнитов.

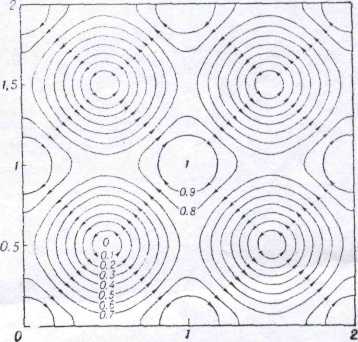


Рис. 11

Критические поля выше 100000 э получены на опыте в сплавах Nb – Sn, Nb – Zr, Ti – V b и др.

Описанные представления и точные теоретические формулы относятся, строго говоря, только к образцам с достаточно однородным распределением дефектов. Реально сверхпроводящие сплавы обычно обладают значительными неоднородностями. Это появляется прежде всего в необратимости кривой для магнитного момента: появляются гистерезис намагничивания и остаточный момент в нулевом поле. Неоднородные сплавы можно гомогенизировать с помощью длительного отжига при высокой температуре. При этом гистерезис уменьшается и кривая намагничивания всё больше приближается к теоретической. Величина  почти не меняется при отжиге, т.е. на неё мало влияют неоднородности. Поверхностная сверхпроводимость с критическим полем  обычно в технических сверхпроводящих сплавах отсутствует из-за неоднородности поверхности. Однако длительным отжигом при температуре, близкой к плавлению, можно получить образцы, обладающие этим свойством.[23,С.477]

2.9 Термодинамика сверхпроводимости

При переходе в сверхпроводящее состояние изменение энергии определяется эффектом Мейсснера и равно энергии магнитного поля, вытесняемого из сверхпроводника. Следовательно,

Fn - Fs = Hk2 / 8π, (67)

где Fn – свободная энергия нормального состояния, Fs – свободная энергия сверхпроводящего состояния. Данная формула является основной в термодинамике фазового перехода из нормального в сверхпроводящее состояние.

Энтропия S = -dF/dT. Разность энтропий нормальной и сверхпроводящей фаз равна

Sn – Ss = - Hk dHk / 4π dT. (68)

Производная dHk /dT всегда отрицательна, поэтому энтропия сверхпроводящей фазы меньше или равна (в точке перехода Hk = 0) энтропии нормальной фазы. Изотермическое разрушение сверхпроводимости магнитным полем сопровождается поглощением тепла q = T (Sn – Ss). Получим,

q = - T\* Hk dHk / 4π dT (69)

В отсутствии магнитного поля (Hk=0) теплота превращения q=0, так как при Tk производная dHk /dT сохраняет конечное значение. Переход в сверхпроводящее состояние в этом случае является фазовым переходом 2 рода. В магнитном поле этот переход сопровождается поглощением тепла, а обратный – выделением тепла и является фазовым переходом 1 рода.

Теплоёмкость c = T (dS/dT). Разность теплоёмкостей сверхпроводящей и нормальной фаз:

Δc = Tk \* (dHk/dT)2/4π + T Hk \* (d2Hk / dT2)/4π. (70)

В отсутствии магнитного поля, то есть при Т=Тк, получим (формула Рутгерса)

Δc = Tk \* (dHk/dT)2/4π, (71)

откуда следует, что в точке превращения теплоёмкость меняется скачком.

Теплоёмкость сверхпроводника, так же как и нормального металла, слагается из электронной Се и решёточной Сg компонент. Для нормального металла при низких температурах , где  - постоянная Зоммерфельда (~ 10-3дж/моль\*град), θ – дебаевская температура, А – константа. При переходе в сверхпроводящее состояние Сg практически не меняется, а Сg увеличивается скачком. Теоретические предельные формулы для изотропной модели:

 (72)

при Т <<Tk.

 (72)

при (Тк-Т)<<Tk.

Из формулы (72) видно, что при Т <<Tk Сes в основном экспоненциально зависит от температуры, а при Т =Tk испытывает скачок от 2,43Сеn(Тк) до Сеn(Тк) (рис12). Из рисунка видно, что при низких температурах теоретическая формула даёт несколько заниженное значение; это следствие анизотропии Δ. При  Сes<<Cgs и в этой области Сs подобна теплоёмкости диэлектрика: Сs~Т3.

Теплопроводность металла χ при переходе в сверхпроводящее состояние при Н=0 не испытывает скачка, т.е.  при Т=Тк. Зависимость  обуславливается рядом факторов. Свободные электроны металла, с одной стороны, дают свой вклад в χ и можно считать, что , где  и - электронные и фононные теплопроводности; с другой стороны, наличие свободных электронов приводит к дополнительному рассеянию фононов, уменьшающему . При понижении температуры сверхпроводника электроны постепенно образуют пары и перестают как переносить тепло, так и рассеивать фононы. Т.о.,, однако .

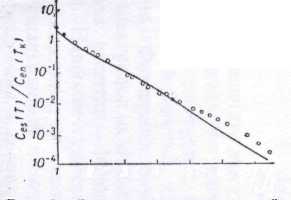


Рис. 12. Зависимость электронной теплоёмкости сверхпроводника от температуры. Сплошная кривая – теоретическая, экспериментальные точки для Sn.

Для чистых металлов, где велико, в силу этого  при всех . При  подобна теплопроводности диэлектрика. В сплавах, наоборот,  мала вследствие рассеяния электронов на примесях, и присутствие свободных электронов вызывает лишь снижение . Поэтому на значительном интервале температур возможно противоположное неравенство . Значительная величина отношения  для чистых металлов при  используется для управления процессами теплопередачи в низкотемпературных приборах путём разрушения сверхпроводимости соответствующих деталей прибора внешним магнитным полем.

# 2.10 Тунельный контакт и эффект Джозефсона

Если два куска металла разделены слоем изолятора толщиной ~ 107 см, то благодаря туннельному эффекту электроны переходят из одного металла в другой и между ними устанавливается равновесие (уравниваются их химические потенциалы). Если оба металла находятся в нормальном состоянии, то при приложении к ним разности потенциалов  потечёт электрический ток , где - сопротивление контакта. Если же один из металлов находится в сверхпроводящем состоянии и Т=0, то ток возникает лишь начиная с величины .

В последнем случае равновесие электронов имеет своеобразный характер: куперовские пары со стороны сверхпроводника и 2 «свободных электрона» со стороны нормального металла. В принципе приложение даже малой разности потенциалов сразу же вызовет ток куперовских пар, но сопротивление этому току будет очень большим, т.к. туннельное прохождение через барьер частицы с удвоенным зарядом очень маловероятно. Т.о., для того, чтобы куперовская пара могла перейти в нормальный металл, она должна разорваться. С другой стороны, если электрон переходит из нормального металла в сверхпроводник, то ему не с чем связаться в пару, т.е. он должен обладать энергией, на велечину Δ большую энергии электрона, входящего в состав пары. Т.о., для Т=0 при  ток , при  - , где - сопротивление в нормальном состоянии. Отсюда по порогу для тока непосредственно определяется Δ.

Если туннельный контакт состоит из 2 сверхпроводников, то возможны 2 явления, которые вместе называются эффектом Джозефсона.

В 1962 г. Б. Джозефсон на основе теории сверхпроводимости предсказал существование этих явлений, а в 1963 г. подтвердил экспериментально. Различают стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона. Первый из них состоит в возможности протекания постоянного тока через туннельный контакт, образованный двумя сверхпроводниками, разделенными тонким слоем (~10-9м) диэлектрика. Ток протекает через барьер, характеризующийся нулевой разностью потенциалов.

Исходя из кванто-механического выражения для плотности тока:

 (73)

и учитывая, что ψ - это комплексная величина:

 (74)

легко находим, что j~∇ψ. В реальных металлах, в отсутствие внешнего поля, макроскопический ток не наблюдается, так как фазы у электронов случайны и плотность тока обращается в нуль.

Сверхпроводники характеризуются фазовой когерентностью. При этом все электронные пары в данном сверхпроводнике имеют одинаковую фазу и ток отсутствует (Δϕ=0). Если образовать туннельный контакт из двух различных сверхпроводников, то через такой контакт ток потечет без приложения напряжения, он будет зависеть от разности фаз ϕ=ϕ1-ϕ2 (плотность тока (тока Джозефсона) равна j = j0 sinϕ). Это явление непосредственно определяется такой фундаментальной кванто-механической характеристикой, как фаза волновой функции.

Если к контакту приложить постоянную разность потенциалов (нестационарный эффект), то через него потечет переменный сверхпроводящий ток. Возникающие в сверхпроводнике куперовские пары проходят через диэлектрический слой и приобретают при этом энергию 2eU. Так как сопротивление отсутствует, то полученная энергия излучается в виде кванта с энергией

. (75)

На опыте и наблюдается электромагнитное излучение с частотой

 (76)

(излучать электромагнитное волны может только переменный ток—именно он течет через контакт Джозефсона). В выражение для частоты излучения входит удвоенный заряд электрона, так как волны излучаются электронными парами. То, что частота излучения соответствует вышеприведенной формуле, является экспериментальным доказательством наличия в проводнике куперовских пар электронов. Эффект Джозефсона позволяет создавать переменный ток с помощью постоянной разности потенциалов. Правда, этот эффект является очень слабым и труднонаблюдаемым. По – видимому, нижний предел частот, который можно получить таким способом, -1010-1011 Гц.

В эффекте Джозефсона впервые в истории физики экспериментально обнаружено, что макроскопическое явление – электрический ток – определяется микроскопической характеристикой – фазой волновой функции и квантуется, принимая лишь дискретные значения. При этом «размываются» границы между макро- и микрофизикой.[5,С.509]

Эффект Джозефсона используется в работе мощных сверхпроводящих квантовых генераторов.

2.11 Квантование магнитного потока (макроскопический квантовый эффект)

Изучение явлений, происходящих при температурах, близких к 00К, показало, что возможно макроскопическое квантование, т. е. квантование величин, характеризующих макроскопические тела, размеры которых в 105 раз больше атомных размеров. Вблизи 00К оказывается возможным непосредственное наблюдение квантовых закономерностей.

Рассмотрим этот вопрос на примере электрического тока, протекающего по сверхпроводящему металлическому кольцу. Оказывается, что сверхпроводимость даёт нам пример квантования макроскопической величины – силы тока. Сверхпроводящее кольцо позволяет наблюдать гигантский по масштабам квантовый эффект. Сила тока в сверхпроводящем кольце не принимает любые числовые значения и не изменяется непрерывно. Для всех электронов, движущихся в кольце, возникает гигантская боровская орбита и все квантовые закономерности, характеризующие её в атоме водорода, как бы переносятся на электроны в сверхпроводящем кольце.

Сверхпроводящий ток, как и всякий ток, связан с магнитным полем. Поэтому квантование тока означает, что и индукция магнитного поля также квантуется и может принимать только ряд дискретных значений. Следовательно, будет квантоваться и магнитный поток Ф = π r2 В сквозь сечения кольца. Другими словами, Ф = N Ф0, где N – целое число, Ф0 – некоторая минимальная порция – квант магнитного потока. Магнитный поток – макроскопическая величина, и возможность его квантования означает переход к гигантским по сравнению с атомными масштабами квантования.

Вычислим величину кванта магнитного потока. Для этого применим условие квантования Бора к электронам, движущимся в кольце:

, (77)

где r – радиус кольца, в котором циркулирует сверхпроводящий ток. Так как радиус кольца задан, то написанное условие нужно рассматривать как условие квантования импульса p = m υ. Квантование импульса означает, что скорость, ток, а следовательно, и магнитный поток квантуются. Найдём связь р и Ф. Энергия тока, текущего по контуру с индуктивностью L, равна W = ½ LJ2, а магнитный поток Ф = LJ. Следовательно, W = 1/2JФ. Сила тока на единицу длины кольца, создаваемая в кольце n электронами, движущимися со скоростью υ, равна J = neυ/(2πr). Таким образом,

W = Фneυ/(2πr\*2). (78)

С другой стороны, энергия n электронов, движущихся по кольцу со скоростью υ, равна

W = ½ nmυ2 = ½ npυ. (79)

Из двух последних формул находим, что импульс электрона в сверхпроводящем кольце

p = Фe/(2πr). (80)

В сверхпроводнике электроны разбиваются на пары, поэтому импульс электронной пары p = Фe/(πr). Тогда

Фe/π =Nh/(2π), (81)

откуда Ф = NФ0, где N = 1, 2, 3, …, Ф0 = h/(2e) = 2.06785\* 10-15 Вб – квант магнитного потока Ф0.

Если магнитное поле внутри цилиндра соответствует одному кванту магнитного потока Ф0, то оно при этом будет составлять ~ 1% магнитного поля Земли. Квант магнитного потока соответствует макроскопическому значению магнитной индукции.

Экспериментально квант магнитного потока определён на основе эффекта Джозефсона. Было доказано, что при некоторых условиях критический ток через контакт Джозефсона оказывается периодически зависящим от потока внешнего магнитного поля с периодом, равным кванту потока Ф0. На этом пути была экспериментально найдена величина Ф0.

2.12 Найтовский сдвиг

Частота ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для одного и того же ядра зависит от того, входит ли это ядро в состав металла или в состав диэлектрика. Сдвиг частоты ЯМР в металле по сравнению с диэлектриком, называемый сдвигом, или смещением Найта, объясняется большой вероятностью пребывания электронов проводимости в месте нахождения ядер. Эти электроны намагничиваются внешнем полем, и полное магнитное поле на ядре оказывается несколько большим внешнего поля. Поскольку магнитная восприимчивость нормальных металлов практически не зависит от температуры, постоянен в них и найтовский сдвиг.

В сверхпроводниках найтовский сдвиг наблюдают в эмульсиях или стопках тонких плёнок (размер частиц эмульсии или толщина плёнок должны быть гораздо меньше δ, чтобы магнитное поле в них было достаточно однородным). Величина сдвига ниже Тк уменьшается, но даже при Т=0 сохраняет конечное значение, достигающее 75% от нормального. На первый взгляд это противоречит теории сверхпроводимости. Действительно, в основном состоянии с наименьшей энергией электроны объединены в куперовские пары, полный электронный спин которых равен нулю. Поэтому намагнитить электронную систему можно, лишь разорвав пары, но для этого нужна конечная энергия. Отсюда следует, что магнитный момент не может линейно зависеть от внешнего поля, т.е. магнитная восприимчивость равна нулю.

Наиболее убедительное объяснение конечной величины найтовского сдвига в сверхпроводниках при Т=0, по видимому, заключается в следующем. В образцах малых размеров электроны испытывают рассеяние от границ образцов и границ кристаллитов (величина которых меньше или порядка размеров образцов). Благодаря спин-орбитальному взаимодействию существует некоторая вероятность того, что при таком рассеянии спин электрона изменит свою ориентацию. Благодаря этому электронная система может намагничиваться в слабом магнитном поле.

2.13 Высокотемпературная сверхпроводимость

Чрезвычайно важным с практической точки зрения является вопрос высокотемпературной сверхпроводимости. Из всей известных материалов наибольшей температурой перехода в сверхпроводящее состояние обладает сплав (Nb3Al)4 + Nb3Ge; Тк для него ~ 200К. Для её получения требуется применение жидкого гелия. Рассмотренный ранее механизм перехода в сверхпроводящее состояние основан на межэлектронном взаимодействии посредством кристаллической решетки, то есть за счет обмена фононами. Теория БКШ показывает, что Тк непосредственно связана с интенсивностью силы притяжения, возникающей между электронами, и определяется следующим соотношением:

Тк = θе-1/g, (82)

где θ – температура Дебая, g – константа, зависящая от силы притяжения между электронами и по порядку величины не превосходящая ½, а практически всегда меньше ½. При g = 1/3 максимальная критическая температура, которую можно получить для материала с θ =5000К, составляет: Тк = θе-3 = 0,05θ ~ 250К. Конечно, эта оценка является очень грубой, но она достаточна для того, чтобы понять, что достичь высокотемпературной сверхпроводимости (Тк > 70-1000К) не представляется возможным. Следует подчеркнуть, что даже достижение Тк ~ 250К было бы исключительно важным с практической точки зрения, так как позволило бы перейти от жидкого гелия к значительно дешёвому жидкому водороду. Таким образом, для реализации высокотемпературной сверхпроводимости необходимо искать другой механизм корреляции электронов.

Идея высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в органических соединениях была выдвинута в 1950г. Ф.Лондоном и лишь спустя 14 лет появился отклик на эту идею в работах американского физика В.Литтла, который выдвинул смелое предположение, что возможны сверхпроводники не металлической, а органической природы. Важное место в своих рассуждениях Литлл отводил полимерным молекулам, в основной цепи которых есть чередующиеся единичные и кратные связи (химики называют такие связи сопряжёнными). Дело в том, что каждая химическая связь, соединяющая атомы, - это пара принадлежащих им обоим электронов. В цепочке сопряженных связей степень обобществления электронов ещё выше: каждый из них в равной мере принадлежит всем атомам цепочки и может свободно перемещаться вдоль нее. Корреляция электронов, движущихся вдоль цепочки, осуществляется за счет поляризации этих фрагментов, а не кристаллической решетки. Поскольку масса электрона на несколько порядков меньше массы любого иона, поляризация электронных фрагментов может быть более сильной, а критическая температура более высокой, чем при фоновом механизме. Эту особенность сопряженных связей в основной цепи полимерной молекулы Литлл полагал важной предпосылкой для перехода в сверхпроводящее состояние. Необходимой для перехода он считал и особую структуру ответвлений от основной цепи. Составив проект своего полимера, учёный заключил: вещество с такими молекулами обязано быть сверхпроводящим; более того - в это состояние оно должно переходить при не очень низкой температуре, возможно, близкой к комнатной. Схематическая модель органического сверхпроводника изображена на рис 13.

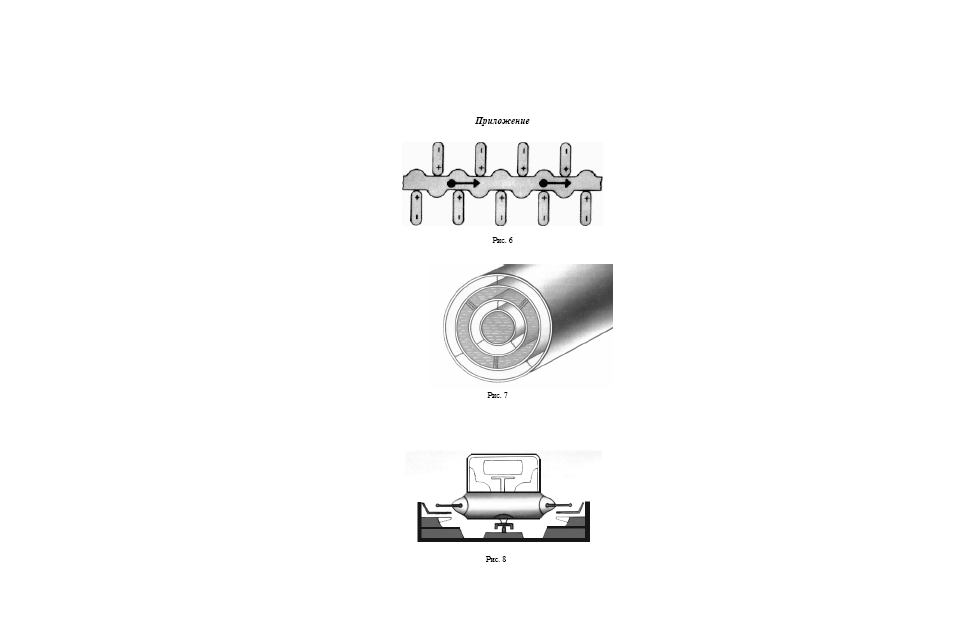


Рис. 13

Проводники, свободные от всяких энергетических потерь при совершенно обычных условиях, конечно же, совершили бы революцию в электротехнике. Идея американского физика была подхвачена во многих лабораториях различных стран. Однако довольно быстро выяснилось, что придуманный Литллом полимер никак не мог перейти в сверхпроводящее состояние. Но энтузиазм, рожденный смелой идей, дал свои плоды, пускай и не там, где они предвиделись на первых порах. Сверхпроводимость была всё - таки обнаружена за пределами мира металлов. В 1980 году в Дании группа исследователей под руководством К. Бекгарда, экспериментируя с органическим веществом из класса ион-радикальных солей, перевела его в сверхпроводящее состояние при давлении 10 килобар и температуре на 0,9 градуса выше абсолютного нуля. В 1983 году коллектив советских физиков, возглавляемый доктором физико-математических наук И.Ф. Щеголевым, добился от вещества того же класса перехода в сверхпроводящее состояние уже при 7 градусах абсолютной шкалы температур и при нормальном давлении. В ходе всех этих поисков и проб вниманием исследователей не был обойден и карбин. (Карбин - органическое вещество, крайне редко встречающееся в природе. Структура которого - бесконечные линейные цепочки из атомов углерода. Свою структуру сохраняет при нагреве до 2000 °С , а затем, начиная примерно с 2300 °С, она перестраивается по типу кристаллической решётки графита. Плотность карбина составляет 1,9−2,2 г/см.

(…=С=С=С=С=С=С=С=С=С=С=С=…))

В основе теоретической модели высокотемпературной сверхпроводимости, разработанной академиком В.Л.Гинзбургом, лежит так называемый экситонный механизм взаимодействия электронов. Дело в том, что в электронной системе существуют особые волны - экситоны. Подобно фононам они являются квазичастицами, перемещающимися по кристаллу и не связанными с переносом электрического заряда и массы. Модельный образец такого сверхпроводника представляет собой металлическую пленку в слоях диэлектрика или полупроводника. Электроны проводимости, движущиеся в металле, отталкивают электроны диэлектрика, то есть окружают себя облаком избыточного положительного заряда, который и приводит к образованию электронной пары. Такой механизм корреляции электронов предсказывает весьма высокие значения критической температуры (Тc=200 К).

В конце 1986 г. было опубликовано сообщение К. Мюллера и Дж. Беднореца из Швейцарии об открытии сверхпроводимости керамики лантан – барий – медь – кислород при температуре, превышающей 300К. Вскоре пришли сообщения из Японии и США о сверхпроводимости керамики лантан – стронций – медь – кислород при температурах 40-500К. В СССР в лаборатории А. Головашкина в Физическом институте АН СССР было обнаружено, что в керамике на основе иттрия сверхпроводимость начинается при температуре 1200К. В настоящее время ведутся интенсивные поиски сверхпроводников с температурами, более высокими (возможно даже комнатными), которые уже привели к открытию обширного класса материалов, переходящих в сверхпроводящее состояние при азотных температурах. Весьма перспективны в этом отношении полимерные сверхпроводники.

Наряду с изысканием сверхпроводящих материалов с повышенной Тк, основанных на эффекте спаривания электронов проводимости через положительно заряженные ионы решётки, в лабораториях всего мира ведутся интенсивные поиски других механизмов взаимодействия электронов, способных привести к более эффективному их притяжению, а следовательно, к получению сверхпроводящих материалов со значительно более высокой температурой перехода Тк..[6,С.192]

1) В 1957 году создана универсальная теория БКШ, которая дала принципиальное объяснение явлению сверхпроводимости.

2) Электронную систему в сверхпроводнике можно представить как состоящую из связанных пар электронов (куперовских пар), а возбуждение, как разрыв пары.

3)Электронная система, находящаяся в сверхпроводящем состоянии, отделена от основного энергетической щелью ширины Есв.

4) В точке перехода в сверхпроводящее состояние теплоёмкость меняется скачком.

5) На основе теории сверхпроводимости было открыто явление, которое названо эффектом Джозефсона. Он заключается в протекании сверхпроводяшего тока через тонкий слой диэлектрика, разделяющий два сверхпроводника. Различают два эффекта Джозефсона – стационарный и нестационарный.

6) Магнитный поток в сверхпроводнике квантуется и может принимать только ряд дискретных значений.

7)Промежуточное состояние сверхпроводников I рода зависит от формы образца, его расположения во внешнем магнитном поле и возникает далеко не всегда. Смешанное же состояние сверхпроводников II рода является внутренним свойством и возникает в образцах любой формы, как только магнитное поле достигает критического значения.

Глава 3. Применение сверхпроводимости в науке и технике

Со времён открытия сверхпроводимости обсуждаются возможности технического использования этого явления. Непонятная сверхпроводимость не давала покоя и физикам, и инженерам. Прошло почти полвека, прежде чем сверхпроводимость начала выходить из стен лабораторий на дорогу практического применения. Этому способствовали несколько обстоятельств. Здесь и развитие техники низких температур, и появление теоретических работ, объяснивших природу сверхпроводящего состояния, и открытие новых квантовых эффектов, и, конечно, создание сверхпроводящих материалов с высокими критическими параметрами.

Успехи экспериментального и теоретического исследований дали реальную возможность приступить к работам по освоению этого физического явления. Сверхпроводимость начала как бы вторую жизнь, но теперь уже не в качестве любопытного феномена, а как явление, открывающее перед наукой и техникой весьма серьёзные перспективы. В последние годы, особенно после создания теории сверхпроводимости, интенсивно развивается техническая сверхпроводимость.

3.1 Сверхпроводящие магниты

Явление сверхпроводимости используется для получения сильных магнитных полей, поскольку при прохождении по сверхпроводнику сильных токов, создающих сильные магнитные поля, отсутствуют тепловые потери. Однако в связи с тем, что магнитное поле разрушает состояние сверхпроводимости, для получения сильных магнитных полей применяются особые сверхпроводники второго рода. Это некоторые сплавы, тонкие сверхпроводящие плёнки. В такие сверхпроводники магнитные поля, превышающие критические, проникают в вещество в виде нитей, пронизывающих образец. Вещество между нитями оказывается сверхпроводящим, и сильные токи могут привести к созданию сверхсильных магнитных полей. Одной из серьёзных проблем, с которой пришлось встретиться проектировщикам и создателям сверхмагнитов, явилась проблема деградации проволоки в соленоидах. Обнаружилось, что значения критических токов, полученных на коротких образцах, не воспринимаются на длинных отрезках. В результате соленоиды, рассчитанные на одно магнитное поле, дают в действительности другое, более слабое.

Исследования показали, что основной причиной эффекта деградации является скачкообразное проникновение магнитного потока в сверхпроводник. При возрастании тока и поля в соленоиде целые связки вихревых нитей, закреплённых на дефектах или неоднородностях кристаллической решётки, срываются и под действием силы Лоренца начинают скачкообразно перемещаться по материалу. Срыв и перемещение вихревых нитей сопровождаются выделением тепла и повышением локальной температуры. Если это тепло отводится недостаточно быстро, то температура поднимается выше критической, возникает зародыш нормальной фазы, который в зависимости от размеров и теплоотдачи может привести к переходу всего соленоида в нормальное состояние.

Стабилизируют сверхпроводящее состояние соленоидов двумя способами: не допускают появления скачков потока, приводящих к возникновению нормальной фазы; создают условия, при которых нормальная фаза не распространялась бы по тонконесущему элементу и не выводила весь соленоид из сверхпроводящего состояния. В первом случае говорят о внутреннем способе стабилизации материала, во втором – о стационарном.

Внутренне стабилизированные сверхпроводящие материалы состоят из тонких нитей сверхпроводника, окружённых нормальным металлом с высокой электро- и теплопроводностью, например медью или алюминием. При хорошем электрическом контакте сверхпроводника с нормальным покрытием (в случае перехода отдельных участков сверхпроводника в нормальное состояние) ток закорачивается через низкоомное покрытие. Местные перегревы ограничиваются, а отвод тепла гелием с большой поверхности упрощается. При достаточной толщине нормального металла таким путём можно получить полностью стабилизированные проводники. Из них изготавливают сравнительно небольшие магнитные системы с запасённой в магнитном поле энергией, не превышающей нескольких сотен килоджоулей.

При создании крупных сверхпроводящих систем с энергией в десятки и сотни мегаджоулей используются сверхпроводящие материалы со стационарной стабилизацией. В этом случае сверхпроводник занимает небольшой процент площади сечения материала (от 5 до 15% в зависимости от величины системы), а остальное – стабилизирующий металл. Конструкция обмотки, используемой при этом, обеспечивает надёжное охлаждение витков соленоида. А в ряде случаев, если применяется принудительное охлаждение магнитной системы, в теле самого проводника предусматриваются специальные каналы для гелия. Возникшие в результате какого-либо возмущения участок нормальной фазы не распространяется на весь соленоид, так как окружающий нормальный металл способствует быстрому охлаждению нити и отводу тепла в гелий.

Использование магнитных систем для исследований в физике высоких энергий – одно из важнейших направлений в современной прикладной сверхпроводимости. Это магнитные системы ускорителей, каналов транспортировки и сепарации пучков, разнообразные детектирующие системы. Первые сверхпроводящие соленоиды использовались физиками для камер, где искривляемые магнитными полями траектории пролетающих частиц определялись пузырьками вскипающей жидкости. По кривизне траекторий (треков) можно определить как знак заряда частицы, так и её импульс. Сверхпроводящие соленоиды позволяют в значительной степени уменьшить габариты и потребление энергии в синхрофазотронах и других ускорителях элементарных частиц.

Особо следует сказать о применении сверхпроводящих магнитов в приборах, использующих явление ядерного магнитного резонанса, сокращённо ЯМР. С их помощью можно определить структуру вещества. Специфика применения сверхпроводящих магнитов для исследований с помощью ЯМР состоит в том, что необходимо иметь в пространстве чрезвычайно однородное поле. Техника ЯМР требует индукций магнитного поля от 1 до 10 Тл с высокой однородностью. С помощью обычных магнитов можно было добиться такой однородности в полях с индукцией 2 Тл, и то только за счёт сложных и дорогих источников питания. У сверхпроводящих магнитов есть качество, позволяющее получить высокую однородность в полях, значительно превышающих индукцию, равную 2 Тл, фактически без затрат энергии. Таким качеством является способность сверхпроводящих магнитов работать в режиме замороженного поля. Это означает, что в сверхпроводящей цепи существует не меняющийся во времени электрический ток.

Сверхмагниты, создающие в малых объёмах сильное и очень однородное поле, необходимы физикам, изучающим твёрдое тело. Сильное магнитное поле резко заворачивает траектории электронов, летящих в толще образца. Измерение частоты колебаний этого движения позволяет определить такие важные характеристические параметры электронной системы, как эффективная масса электронов, длина свободного пробега между двумя соударениями, концентрация частиц. В относительно слабых полях круговые траектории, которые описывают электроны под действием силы Лоренца, очень велики, и такие исследования можно проводить лишь на очень чистых образцах с большой длиной свободного пробега. В сильных полях, создаваемых сверхмагнитами, радиус круговых орбит уменьшается и появляется возможность исследовать вещества с меньшей длиной свободного пробега. Становится также возможным сознательно вводить центры рассеивания электронов и изучать влияние этих центров на электронную систему. В решении этих проблем сверхпроводящие магниты незаменимы и сейчас широко используются в физических лабораториях. Маленькие сверхсильные соленоиды в комплекте с системой охлаждения стали уже промышленной продукцией.

3.2 Сверхпроводящая электроника

Криоэлектроника очень молодая наука, но несмотря на свою молодость, она имеет уже существенные достижения и обнадёживающие перспективы. За последние годы электроникой создано множество измерительных приборов. Так, исчезновение электрического сопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние позволяет сконструировать чувствительные датчики малых электрических сигналов. Сверхпроводящие гальванометры оказались 100…1000 раз чувствительнее обычных. Благодаря чрезвычайно малому внутреннему сопротивлению такие гальвонометры способны уловить напряжения порядка 10-11…10-12 В. С помощью сверхпроводников можно уловить чрезвычайно слабое излучение. Для этой цели используют приборы, называемые болометрами. Его назначение состоит в измерении мощности теплового излучения, где мерой мощности принимаемого излучения служит изменение электрического сопротивления. В связи с тем, что они работают при низких температурах, в них очень слабы флуктационные шумы. Для болометра со сверхпроводниковым приёмником площадью 3\*3 мм при температуре 4 К и времени измерения 1с мощность шумов составляет 10-18 Вт. Чувствительный элемент – датчик представляет собой фольгу или плёнку, напылённую на тонкую слюдяную подложку. Датчики обычно изготавливают из олова, тантала или нитрида ниобия и свободно подвешивают в некотором объёме, охлаждаемом жидким гелием. Для пропускания излучения корпус приёмника должен иметь окно, прозрачное в требуемой области длин волн. Сверхпроводящие приёмники могут быть использованы также для регистрации α-частиц или других частиц высокой энергии. Достоинством является их быстродействие: за 1 с сверхпроводниковый счётчик способен регистрировать около 10 млн. частиц.

Простейший квантовый магнитометр — СКВИД (сверхпроводяший квантовый интерференционный прибор) представляет собой сверхпроводящее кольцо с двумя джозефсоновскими туннельными контактами. Схематически такое устройство показано на рисунке 14. Это полный аналог столь популярного в оптике опыта с интерференцией от двух щелей, только здесь интерферируют не световые волны, а два джозефсоновских тока , каждый со своей амплитудой и фазой. Концы сверхпроводников 1 и 2 присоединены к прибору, который измеряет ток, равный сумме (с учетом фаз!) токов 1 и 2. Таким образом, в СКВИДе волна сверхпроводящих электронов расщепляется на две, каждая из которых проходит свой туннельный контакт, а затем обе половинки сводятся вместе.



Рис 14

СКВИДы бывают двух типов: СКВИД, работающий на постоянном токе, и СКВИД, работающий на переменном высокочастотном токе. СКВИД на переменном токе устроен несколько проще, он содержит один контакт, но описание его работы сложнее, и поэтому мы здесь рассмотрим работу магнитометра на постоянном токе.

Поскольку оба туннельных контакта одинаковы и расположены симметрично, то в отсутствие поля созданный предварительно постоянный ток разделится между ними поровну, фазы его одинаковы и никакой интерференции не возникает. Но если теперь включить магнитное поле, то оно будет наводить в контуре циркулирующий сверхпроводящий ток. Этот ток, направленный, например, по часовой стрелке, в контакте 1 будет вычитаться из постоянного внешнего тока, а в контакте 2 складываться. Теперь обе ветви будут иметь разные токи, туннельные контакты разбалансируются, между ними возникнет разность фаз. Волны сверхпроводящих электронов, пройдя через контакты и вновь соединившись, будут интерферировать, интерференция проявится как зависимость критического тока СКВИДА Ik от внешнего магнитного поля. Эта зависимость показана на рисунке 15 (магнитный поток измеряется в естественных единицах – квантах потока Ф0).

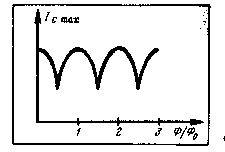


Рис.15

Таким образом, критический ток контура с двумя джозефсоновскими контактами осциллирует в зависимости от внешнего поля, достигая максимума, когда пронизывающий контур магнитный поток равен целому числу квантов. Такой ступенчатый характер зависимости позволяет «чувствовать» отдельные флюксоиды - кванты потока, хотя величина их очень мала (порядка 10-15Вб). Магнитный поток внутри контура меняется, хотя и на малую величину: ΔФ = Фо, но скачком, т. е. за очень короткий промежуток времени Δt. Так что скорость изменения магнитного потока ΔФ/Δt при таком скачкообразном характере изменения потока оказывается очень большой. Ее можно измерить, например, по величине ЭДС индукции, наводимой в специальной измерительной катушке прибора. В этом и состоит принцип работы квантового магнитометра.

Сегодня сверхчувствительные магнитометры, измеряющие индукции магнитных полей с точностью до 10-15 Тл - это уже промышленная продукция, находящая широкое применение в измерительной технике. С их помощью удалось осуществить ряд тонких экспериментов, исследовать новые физические явления.

Сверхпроводящие магнитометры оказались очень удобными для измерений магнитной восприимчивости различных веществ. Благодаря своей огромной чувствительности они позволяют измерить очень малые восприимчивости и восприимчивости очень малых количеств вещества. Это последнее обстоятельство особенно важно для биохимических исследований. Градиометры на СКВИДах уже позволили измерить предельно малую восприимчивость белков. Применялись они также для измерения восприимчивости различных геологических пород и даже для измерения магнитного момента образцов лунного грунта.

Физики, изучающие микромир, надеются, что квантовые магнитометры помогут им в поисках кварков и гравитационных волн. А вот геофизикам с помощью СКВИДов удалось зарегистрировать чрезвычайно слабые вариации магнитного поля Земли при различных катаклизмах (извержениях, землетрясениях). Установлено, например, что за несколько дней до землетрясения в области линии сдвига земной коры возникают возмущения магнитного поля. Такие данные, помимо их научного значения, могут оказаться ценным средством прогнозирования стихийных явлений.

Самое лучшее, что создает электроника, она с готовностью отдает медицине для сохранения жизни и здоровья человека. Стоило СКВИДам появиться на свет, как сразу же им и здесь нашлось применение. С их помощью удалось получить идеальную кардиограмму, но не электрическую, а магнитную, отобразив с невиданной точностью мельчайшие импульсы, сопровождающие работу сердца. Ведь те же самые токи, которые измеряются при снятии обычной электрокардиограммы (или электроэнцефалограммы), создают также магнитное поле. Токи эти очень слабы, и соответственно магнитные поля имеют порядок миллиардных и менее долей тесла. Понятно, что подобные измерения могут проводиться только в специально экранированных от посторонних магнитных полей помещениях. Это, конечно, усложняет их применение, но все искупается огромной чувствительностью квантовых магнитометров; с их помощью обнаруживаются такие явления, которые не удавалось обнаружить электрическими методами исследования. Очень ценными для медиков оказались, например, магнитографические исследования тонких физиологических процессов. Были зарегистрированы магнитограммы работы мышц, желудка, глаза при различных освещенностях и др. Недалек тот день, когда магнитограммы, снятые с помощью СКВИДов, принципиально изменят существующие возможности для диагностики сердечных заболеваний.

Основные системы со СКВИДами еще полностью не изучены и их еще следует тщательно исследовать. Но уже сейчас устройства, основанные на применении особенностей контактов слабосвязанных сверхпроводников, следует рассматривать как технику, потенциально пригодную для решения любых приборных проблем, требующих предельно высоких параметров чувствительности, точности и быстродействия.[19,С.147]

Сверхпроводники применяются при создании вычислительных машин. Сверхпроводящий ток является незатухающим, поэтому его можно использовать в качестве прекрасного запоминающего устройства, хранящего большие и легко считываемые запасы информации. Скорость «вспоминания» сверхпроводящих устройств весьма велика. Они в состоянии за 10-6с. выбрать нужную информацию из 1011 её единиц.

В вычислительной технике используется двоичная система. Пребывание сверхпроводников в двух состояниях – нормальном или сверхпроводящем – и быстрота их перехода из одного состояния в другое под действием изменения температуры или магнитного поля позволяют использовать сверхпроводники в качестве элементов вычислительных машин. Сверхпроводники используются в качестве переключающих устройств, работающих с высокой скоростью при малых затратах мощности. В подобных устройствах – криотронах – скорость переключения достигает 2 нс. Высокая скорость и простота устройства лежат в основе использования сверхпроводящих криотронов в вычислительной технике. Явление сверхпроводимости применяют для устройства модуляторов (преобразователей слабого постоянного тока в переменный ток звуковой частоты), персисторов и персистронов (сверхпроводящих запоминающих устройствах).

3.3 Сверхпроводимость и энергетика

Одной из наиболее острых и важных проблем, решаемых сегодня наукой, является проблема осуществления управляемой термоядерной реакции. Есть веские основания полагать, что успешное решение этой проблемы, которая сулит человечеству неисчерпаемые источники энергии, возможно при использовании мощных магнитов. Уже сейчас обсуждаются технические, экономические и даже экологические показатели будущих термоядерных реакторов различных типов. Наибольшее развитие достигли установки типа «Токамак», где используется сверхпроводящая магнитная система. Они представляются наиболее перспективными на ближайшие годы. Именно на этих установках, широко развивающихся в нашей стране, удалось объединить высокую температуру плазмы (до 80 млн. градусов), её высокую плотность (до 1015 частиц в 1 см3) и значительное время удержания (до 0,1 с).

Термоядерный реактор ещё не работает, но проведённые исследования и разработки стимулировали развитие нового типа производства энергии с помощью магнитогидродинамических генераторов (МГД-генераторов). МГД-генератор предназначен для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. Проводником, пересекающем магнитное поле, является низкотемпературная плазма - газ, нагретый до температуры 2500°С и содержащей добавки легкоионизирующихся веществ (для повышения электропроводности). Когда такой газ с достаточно большой скоростью проходит в специальном канале через сильное магнитное поле, возникает ЭДС. Если электроды, соответствующим образом расположены вдоль плазменного канала, соединить с нагрузкой, то ЭДС создает ток в направлении, перпендикулярном движению газа и силовым линиям магнитного поля, способный совершать работу.

В МГД – генераторе движение газа осуществляется за счет собственного расширения, то есть без применения какого – либо двигателя. В канале МГД – генератора вообще нет движущихся частей, и поэтому материал, из которого сделаны наиболее ответственные элементы, не испытывает сколько-нибудь значительных механических усилий. В этом и состоит одно из важных преимуществ преобразования энергии. Магнитная система для наиболее распространенного типа МГД-генератора, так называемого линейного генератора, подобно отклоняющему магниту, используемому в ускорительной техники. Но размеры магнитной системы крупной МГД-электростанции должны быть значительно больше, чем магнитных систем, создаваемых для любых иных целей. Так, у МГД-генератора мощностью порядка 500МВт сечение канала, в котором создается магнитное поле, будет составлять несколько квадратных метров при длине более 10м. Запасенная в магнитном поле энергия может превышать 1010 Дж.

Сверхпроводящий соленоид можно использовать в качестве накопителя энергии для получения очень мощных энергетических импульсов. Магнитное поле с напряжённостью Н = 107а/м имеет объёмную плотность энергии 62,5 Мдж/м3, в то время как в батареях конденсаторов можно накапливать энергию с объёмной плотностью 0,3 Мдж/м3. мощные сверхпроводящие накопители весьма перспективны не только для питания импульсных нагрузок, но и для регулирования производства и потребления электроэнергии в целых энергосистемах. Они могут изменить энергетику, сделать потребителей более независимыми от источников тока, упростить управление, контроль и защиту оборудования.

С ростом потребляемых мощностей всё острее становится проблема передачи энергии. Идея создания сверхпроводящих кабелей укреплялась в острой научной борьбе. Основная трудность, которая возникает при прокладке сверхпроводящего кабеля, - тепловая защита сверхпроводника. Предохранить кабель от большого притока из вне можно с помощью вакуумной изоляции. Кабель имеет вид многослойной трубы, и, в сущности, представляет собой длинный криостат. Поперечное сечение такого кабеля схематично показано на рисунке 15.

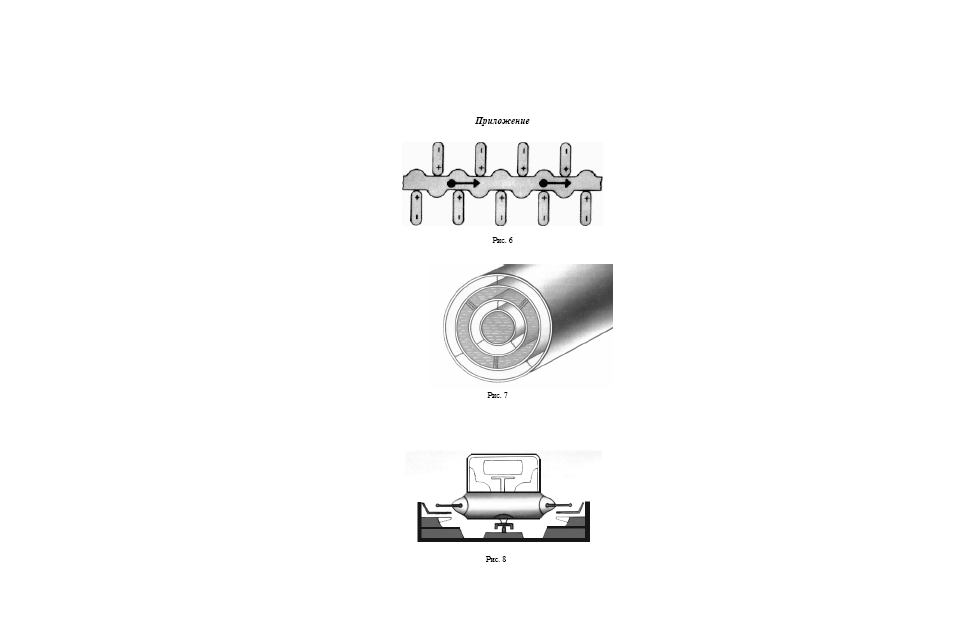


Рис 15

Внутренняя труба диаметром около 70 мм, покрытая слоем сверхпроводящего материала толщиной около 0,3 мм, заполнена жидким гелием, который гонят по ней насосы. В качестве сверхпроводника может быть использован, например сплав ниобия, титана, циркония. Между первой и второй трубами вакуумная изоляция, между второй и третьей течёт жидкий азот, между третьей и четвёртой (наружной) опять вакуумная изоляция.

Несмотря на простоту конструкции, монтаж такой линии сопряжён со значительными трудностями. Надо обеспечить герметичность кабеля, научиться собирать его из отдельных коротких отрезков, разработать рефрижераторы, концевые устройства, компенсаторы деформаций и другое оборудование. «Холодные» линии должны выдерживать перегрузки и аварийные режимы, поэтому важно совершенствовать и стабилизацию линий.

Сейчас опытные сверхпроводящие кабели проектируются и строятся во многих странах мира. У нас в стране, создан и испытан отрезок кабеля длиной 50 м из Nb3Sn, рассчитанный на силу тока 8 кА и напряжение 10кВт, т.е. на мощность, равную примерно 0,8 ГВт. Подобные кабели мощностью до 5 ГВт испытываются в США и Японии. Расчёты показывают, что уже в настоящее время при всей сложности поддержания гелиевых температур передачу высоких электрических мощностей на десятки тысяч километров экономически выгоднее вести, используя явление сверхпроводимости.

Итак, сверхпроводники могли бы не только качественно изменить электротехнику, повысить эффективность электроэнергетики, но и помочь решению экологической проблемы – загрязнения атмосферы нашей планеты. Увеличение до грандиозных размеров производства энергии за счёт использования природного топлива может привести в конечном счёте к повышению средней температуры земного шара, а следовательно, и атмосферы. Сверхпроводниковая энергетика, конечно не решает проблемы теплового загрязнения планеты, но может её смягчить. Отсутствие электрического сопротивления дало бы не только колоссальный экономический эффект, но и позволило бы значительно снизить потери тепловой энергии без какого-либо ущерба для энергоёмкости промышленных объектов.

3.4 Магнитные подвесы и подшипники

Сверхпроводник, в толщу которого не проникает магнитное поле, всегда окружён «магнитной подушкой» и характеризуются механическим отталкиванием. Это явление используется в настоящее время для создания опор без трения. Сверхпроводящая сфера висит над кольцом, в котором циркулирует незатухающий ток. Происходит это благодаря диамагнетизму сверхпроводников. Сила тяжести сферы уравновешивается «магнитной подушкой», создаваемой сверхпроводящим током. Парить таким образом, как выяснилось, могут довольно тяжёлые предметы. Это явление называется магнитной левитацией.

Если опустить сверхпроводящий диск на сверхпроводящую катушку, в которой течёт незатухающий ток, то можно получить различные устройства, которые позволяют обеспечить устойчивую подвеску в одном, двух или трёх направлениях. Особенно они удобны в тех случаях, когда тело, подвешенное в магнитном поле, должно вращаться с большим числом оборотов. Таким путём можно получить подшипники, практически не обладающие трением, вплоть до максимальных скоростей вращения. Верхний предел числа оборотов ограничивается лишь механической прочностью материала ротора. В одной из моделей ниобиевый ротор в форме шестигранника удалось раскрутить меняющимся полем до 20 тыс. оборотов в минуту. Принцип механического отталкивания положен в основу создания электрических машин, к.п.д. которых благодаря свойствам сверхпроводников близок к 100%, а также транспорта на магнитной подвеске.

Платформы с магнитной подвеской привлекательны во многих отношениях: отсутствие шума при движении, плавность хода, устранение вибраций и др. Здесь используется следующий принцип. В отдельных вагонах поезда устанавливаются катушки, создающие довольно сильное магнитное поле (рис 16). Поездной электромагнит 1 делают сверхпроводящим. Он охлаждается жидким и газообразным гелием. При движении поезда в алюминиевых полосах-рельсах 2 наводятся вихревые токи, которые по правилу Ленца создают магнитное поле, направленное на встречу вызвавшему их магнитному полю, в нашем случае полю магнитов, расположенных в поезде. Это поле и создаёт силу отталкивания. Поезд – вагон приподнимается над эстакадой электромагнитными силами. Горизонтальная часть полосы – рельса 3 создаёт при этом подъёмную силу, а вертикальная обеспечивает боковую устойчивость поезда. Между шинами – полосами проложен третий рельс-линейный двигатель, который и приводит поезд в движение. В сверхпроводящих опорах подъёмная сила при поле с индукцией 1 Тл может достигать 4\*105 Н на квадратный метр, что примерно равно давлению воздуха в шинах автобуса. Вполне реально увеличить магнитное поле в 2…3 раза.

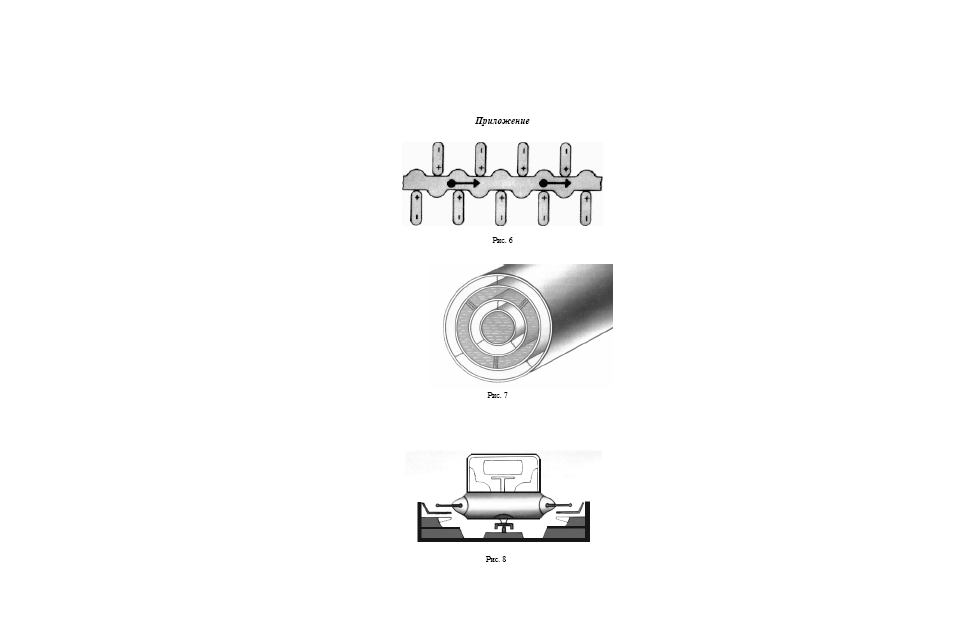


Рис. 16

Сверхпроводники могут оказать большую услугу не только наземному транспорту, но и подводным кораблям. При стеснённых габаритах и ограниченном водоизмещении на корабле можно установить лёгкие, компактные и в то же время мощные генераторы и двигатели (МГД-двигатели).

В настоящее время космонавты часто оказываются в зоне повышенной радиации. Для защиты от неё необходимо магнитное поле, искривляющее траекторию заряженных частиц и «уводящее» радиацию. С этой целью на космических кораблях должна находиться установка, создающая магнитную защиту с помощью сверхпроводящих соленоидов. Кроме этого соленоиды используются и для торможения корабля при входе его в плотные слои атмосферы. Торможение возникает в результате взаимодействия магнитного поля, движущегося вместе с кораблём, с ионизированным газом, возникающим в результате трения обшивки о воздух.[2,С.125]

В космических аппаратах, самолётах, на кораблях, подводных лодках, в системах навигации используют гирокомпасы основу их составляет гироскоп – быстро вращающийся волчок, который сохраняет неизменным своё положение в пространстве. Погрешность гирокомпаса зависит главным образом от трения в подшипниках. Уже эксплуатируются сверхточные гироскопы, в которых ниобиевый шарик, висящий в магнитном поле, после получения импульса может вращаться без трения в течение весьма длительного времени. За сутки дрейф таких гироскопов достигает примерно 20.

Явление сверхпроводимости используется для получения сильных магнитных полей. Широкое распространение имеют магниты, основанные на сверхпроводящих соленоидах, которые позволяют в значительной степени уменьшить габариты и потребление энергии в синхрофазотронах и других ускорителях элементарных частиц, защитить космический корабль от радиационного излучения, а также служат в качестве накопителя энергии для получения очень мощных энергетических импульсов.

1. Сверхпроводники применяются при создании вычислительных машин. Они используются в качестве переключающих устройств (криотронов), работающих с высокой скоростью при малых затратах мощности.
2. Сверхпроводящие подвесы применяются в гироскопах, двигателях и других устройствах.

4) Явление сверхпроводимости применяют для устройства модуляторов, выпрямителей, коммутаторов, персисторов и персистронов, измерительных приборов.

Заключение

В работе была рассмотрена история открытия сверхпроводимости, свойства сверхпроводников:

1)отсутствие удельного сопротивления,

2) выталкивание магнитного поля из толщи сверхпроводника.

Изучена основная теория сверхпроводимости - БКШ, созданная в 1957 году Бардиным, Купером и Шриффером. Также в работе рассказывается о термодинамике сверхпроводимости, стационарном и нестационарном эффекте Джозефсона, о квантовании магнитного потока и практическом применении явления сверхпроводимости в науке и технике. На основе проделанной работы, можно сделать вывод, что сверхпроводимость – это одна из наиболее сложных для понимания областей физики, явление, открывающее перед инженерной практикой серьёзные перспективы. Эффект сверхпроводимости применяется во многих отраслях человеческой деятельности. Исследование способов увеличения критического магнитного поля позволяет создавать сверхпроводники, имеющие возможность пропускать высокие токи. На электростанциях достаточно давно применяются криотурбогенераторы, способные увеличивать мощность станций примерно на 40%. С явлением сверхпроводимости неразрывно связан наблюдаемый в жидком гелии эффект сверхтекучести. Сверхпроводимость имеет также огромное значение для более глубокого понимания процессов, происходящих на уровне внутреннего строения атомов.

Библиография

1. Боголюбов Н.Н., Толмачёв В.В., Ширков Д.В. «Новый метод в теории сверхпроводимости» - М.: Изд-во АН СССР, 1958.
2. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. «Физика твёрдого тела» - М.: «Высшая школа», 1971.
3. Гинзбург В.Л. «Сверхпроводимость» - М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948.
4. Давыдов А.С. «Теория твёрдого тела» - М.: «Наука», 1976.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. «Курс физики» - М.: «Высшая школа», 1989.
6. Епифанов Г.И. «Физика твёрдого тела» - М.: «Высшая школа», 1977.
7. Жданов Г.С. «Физика твёрдого тела» -М.: Изд-во МГУ, 1962.
8. Займан Дж. «Принципы теории твёрдого тела» - М.: «Мир», 1966.
9. Зисман Г.А., Тодес О.М. «Курс общей физики» т.2 – М.: «Наука», 1969.
10. Киттель Ч. «Введение в физику твёрдого тела» - М.: «Наука», 1978.
11. Кресин В.Л. «Сверхтекучесть и сверхпроводимость» - М.: «Мир», 1989.
12. Кузнецов В.Д. «Физика твёрдого тела» - Т.:1952.
13. Кунце Х. – И. “Методы физических измерений”, - М.: « Мир», 1989.
14. Лангенберг Д. Н., Скалапино Д. Дж., Тейлор Б.Н. «Эффект Джозефсона» - М.: «Мир»,1972.
15. Ландау Л.Д. «Физика» - М.: «Физмат», 1993.
16. Левич В.Г. «Курс теоретической физики» т.2 – М.: Физматгиз, 1962.
17. Лутинов В.С. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. для спец.

вузов. – М.: Высш. шк., 1989.

1. Минтон Л. «Сверхпроводимость» - М.: «Мир», 1964.
2. Мнеян М.Г. «Сверхпроводники в современном мире» - М.: «Просвещение», 1991.
3. П. Де Жэн «Сверхпроводимость металлов и сплавов» - М.: «Мир», 1970.
4. Пайерлс Р. «Квантовая теория твёрдых тел» - М.: ИЛ, 1956.
5. Палицкий Э.А. Основы теории сверхпроводимости: Учеб. для спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1985.
6. Покров А.М. «БСЭ», -М.: 1971.
7. Регалин С.М. «Введение в теорию сверхпроводимости»
8. Савельев И.В. «Курс общей физики» кн. 5 – М.: Наука – Физматлит, 1998.
9. Стронг Д. “Техника физического эксперимента”, - Л.:Лениздат,1943
10. Тилле Дж. «Сверхпроводимость и сверхтекучесть» - М.: «Москва», 1986.
11. Уэрт Ч., Томсон Р. «Физика твёрдого тела» - М.: «Мир», 1966.
12. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М., ГИТТЛ, 1950.
13. Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. для спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1996.
14. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М.: Знание, 1982.