



МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования
«ОЖНО-УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГУМАНИТАРНО-ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(ФГБОУ ВО «ОУрГПУ»)

ФАКУЛЬТЕТ МАТЕМАТИКИ, ФИЗИКИ, ИНФОРМАТИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ И МЕТОДИКИ ОБУЧЕНИЯ ФИЗИКЕ

**Физика сверхпроводимости и её изучение
в курсе теоретической физики**

**Выпускная квалификационная работа по направлению
44.03.05. Педагогическое образование
(с двумя профилями подготовки)**

Направленность программы бакалавриата

«Физика. Математика»

Форма обучения очная

Проверка на объем заимствований:

22,5% % авторского текста
Работа не рекомендована защите
рекомендована/не рекомендована
«3» сентябрь 2022 г.
зав. кафедрой ФилоМФ

Шефер О.Р. Шефер О.Р.

Выполнила:

Студентка группы ОФ-513/084-5-1
Пушкарёва Ольга Анатольевна Пушкарёва

Научный руководитель:

канд. физ.-мат. наук, доцент
Моисеевна Свирская Людмила
Моисеевна

Челябинск
2022

Содержание

Введение.....	3
ГЛАВА 1. Явление сверхпроводимости. Основные опытные факты .5	
1.1 Краткая история изучения явления сверхпроводимости.....	5
1.2 Электрические свойства сверхпроводников.....	7
1.3 Эффект Мейсснера – Оксенфельда.....	9
1.4 Изотопический эффект.....	11
1.5 Квантование магнитного потока в сверхпроводнике.....	12
Выводы по главе 1.....	14
ГЛАВА 2. Природа явления сверхпроводимости.....	15
2.1 Феноменологическая теория Лондонов. Электродинамика сверхпроводников.....	15
2.2 Основные результаты теории Гинзбурга–Ландау.....	18
2.3 Микроскопическая теория Бардина – Купера – Шриффера.....	22
2.4 Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) ...	25
Выводы по главе 2.....	28
ГЛАВА 3. Изучение сверхпроводимости в курсе теоретической физики.....	30
3.1 Методика проведения лабораторного занятия по теме «Сверхпроводимость».....	30
3.2 Методика проведения научной конференции для школьников «Гигантские кванты».....	42
Выводы по главе 3.....	46
Заключение.....	47
Список использованных источников.....	48
Приложение 1. Эволюция понятий физики сверхпроводимости.....	53
Приложение 2. Компьютерная лабораторная работа «Сверхпроводимость».....	58
Приложение 3. Таблица Менделеева с указанием критических температур сверхпроводящего перехода.....	71

ВВЕДЕНИЕ

Летопись физической науки содержит немало теоретических и экспериментальных открытий, имеющих принципиальное значение, как для развития самой физической науки, так и для её технологических приложений. К числу таких открытий относится явление сверхпроводимости.

Изучение сверхпроводимости находится в русле актуальных проблем современной физики [6; 10; 25;38]. Достижения в этой области во многом определяют «лицо» современной физики конденсированного состояния. Хорошо известны перспективные направления прикладной сверхпроводимости, к числу которых относятся создание сверхпроводящих магнитов, позволяющих получать сильные магнитные поля, и использование сквидов для регистрации чрезвычайно слабых магнитных полей. В 2021 г. исполнилось 110 лет со дня открытия сверхпроводимости. Однако, несмотря на длительную историю изучения, остается много нерешенных проблем, в частности, проблема высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП).

Помимо чисто научного аспекта, изучение явления сверхпроводимости может иметь определённое значение для реализации требований к предметным результатам освоения базового и углублённого курса физики в соответствии с ФГОС основного среднего образования [28], а также для формирования минимума предметных знаний и умений у будущего учителя физики [27].

Изучение физики сверхпроводимости, включая её современное состояние, согласуется с требованиями, предъявляемыми к высшему образованию Федеральным законом «Об образовании в Российской Федерации» [29], а также ФГОС для бакалавриата [17]. Согласно закону об образовании необходимо обеспечить подготовку высококвалифицированных кадров в соответствии с требованиями государства и общества, с учётом удовлетворения потребностей личности

в развитии, в повышении образовательного уровня и научно-педагогической квалификации. Поэтому необходимо познакомить студентов и школьников с этим важным направлением современной науки.

Таким образом, актуальность работы обусловлена как современным состоянием физики и техники сверхпроводников, так и потребностями образовательного процесса.

Цель данной работы состоит в изучении явления сверхпроводимости и создании на этой основе методических разработок для студентов, изучающих курс «Физика твёрдого тела», и учащихся старших классов средней школы.

Объектом данной выпускной квалификационной работы является явление сверхпроводимости.

Предмет исследования – теоретическое описание сверхпроводящего состояния и проектирование на этой основе методики изучения явления сверхпроводимости.

Для достижения цели работы формулируются следующие задачи:

1. Изучить эмпирические закономерности явления сверхпроводимости.
2. Дать теоретическое описание явления сверхпроводимости на основе феноменологического и микроскопического подходов.
3. Подготовить компьютерную лабораторную работу «Сверхпроводимость» для студентов по курсу «Физика твёрдого тела».
4. Разработать методику проведения научной конференции «Гигантские кванты» для школьников.

Работа включает три главы, три приложения и список используемой литературы, насчитывающий 38 наименований. По теме выпускной квалификационной работы подготовлена статья для сборника «Актуальные проблемы среднего и высшего образования» (под редакцией профессора Ольги Робертовны Шефер). По материалам работы был представлен доклад на секции «Проблемы теоретической физики» в рамках Универсиады студенческой науки ЮУрГГПУ в апреле 2022 г.

ГЛАВА 1. ЯВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ. ОСНОВНЫЕ ОПЫТНЫЕ ФАКТЫ

1.1 Краткая история изучения явления сверхпроводимости

Сверхпроводимость была открыта в 1911г. голландским физиком Хейке Камерлинг-Оннесом [36], который занимался исследованием электрических свойств металлов при низких температурах и использовал жидкий гелий в качестве хладагента. Выяснилось, что при температуре примерно 4,2К ртуть внезапно перестает оказывать сопротивление электрическому току. Температура перехода в сверхпроводящее состояние получила название критической температуры (T_K).

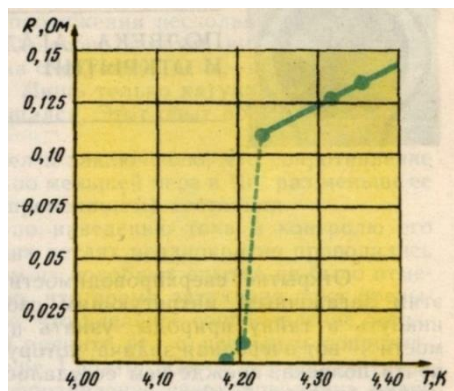


Рисунок 1 – Зависимость сопротивления ртути от температуры (график из оригинальной работы Камерлинг-Оннеса[36], 1911 г.)

Открытию сверхпроводящего состояния предшествовало не менее важное событие: в 1908 г. Камерлинг-Оннес впервые в мире получил жидкий гелий. Именно экспериментальное достижение гелиевых температур (точка кипения жидкого гелия составляет 4,2 К) позволило перейти к исследованию электропроводности металлов при столь низких температурах. Камерлинг-Оннес выбрал для своих исследований ртуть, т.к. нужен был чистый образец. В то время чистым металлом считалась только ртуть. Это вещество при комнатной температуре находится в жидкой фазе, и путем последовательной перегонки можно получать все более и более чистую ртуть.

Таким образом, сверхпроводимость – это исчезновение электрического сопротивления образца при конечной, отличной от нуля температуре, которая называется критической температурой сверхпроводящего перехода.

В речи, произнесённой при вручении Нобелевской премии в 1913 г., Камерлинг-Оннес отметил: «Не осталось сомнений в существовании нового состояния ртути, при котором сопротивление практически исчезает...Ртуть перешла в новое состояние, которое в соответствии с его необыкновенными электрическим свойствами можно назвать сверхпроводящим состоянием» [12; 36].

Отсутствие электрического сопротивления является фундаментальным, но отнюдь не единственным характерным признаком сверхпроводников. У них наблюдается резкая аномалия магнитных (эффект Мейсснера), тепловых и ряда других свойств, так что правильнее говорить не только о сверхпроводимости, а об особом, наблюдаемом при низких температурах состоянии вещества.

Таблица 1 – Историческая справка

1908 г.	Х. Камерлинг-Оннес	Сжижение гелия (4,2 К)
1911 г.	Х. Камерлинг-Оннес	Открытие сверхпроводимости ртути (4,16 К)
1933 г.	В.Ф. Мейсснер и Р. Оксенфельд	Идеальный диамагнетизм сверхпроводников (выталкивание магнитного поля)
1935 г.	Ф. и Г. Лондоны	Первая классическая феноменологическая теория
1938 г.	П.Л. Капица	Открытие сверхтекучести жидкого гелия-II
1941 г.	Л.Д. Ландау	Теория сверхтекучести жидкого гелия-II
1946 г.	Р. Огг	Открытие аномально высокой проводимости металл-аммиачных растворов. Гипотеза бозе-конденсации электронных пар
1947 г.	Н.Н. Боголюбов	Теория сверхтекучести слабо-неидеального вырожденного бозе-газа
1950 г.	Е. Максвелл и Ч. Рейнольдс	Открытие изотопического эффекта в сверхпроводниках

Продолжение таблицы 1

1950 г.	В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау	Первая квантовая феноменологическая теория сверхпроводимости (на основе общей теории фазовых переходов II рода)
1950 г.	Г. Фрëлих	Гипотеза о взаимодействии электронов проводимости через кристаллическую решетку
1956 г.	Л. Купер	Феномен Купера: взаимодействие электронов через виртуальные фононы
1957 г.	Дж. Бардин, Л.Купер, Дж. Шриффер	Первая микроскопическая теория сверхпроводимости (БКШ)
1957 г.	А. Абрикосов	Теория смешанного состояния сверхпроводников II рода
1962 г.	Б. Джозефсон	Предсказание квантового туннелирования электронов через диэлектрик
1964 г.	В. Литтл, В.Л. Гинзбург, М.С. Свирский, С.В. Вонсовский	Предсказание возможных механизмов высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП)
1986 г.	Г. Беднорц, А.Мюллер	Экспериментальное открытие ВТСП

1.2 Электрические свойства сверхпроводников

Сверхпроводимость – свойство некоторых материалов обладать абсолютно нулевым электрическим сопротивлением при достижении ими температуры ниже определённого значения (критическая температура).

Сверхпроводимостьюобладаютметаллы и их сплавы, полупроводники, а также керамические материалы и иные вещества. Существуют даже сверхпроводящие сплавы и материалы, у которых один изэлементовили всеэлементы, входящих в его состав, могут и не быть сверхпроводниками. Например,сероводород, сплавы ртути с золотом и оловом.

Сверхпроводящее состояние в материале возникает не постепенно, а скачкообразно – при достижении температуры ниже критической. Выше этой температуры металл, сплав или иной материал находится в нормальном состоянии, а ниже ее – в сверхпроводящем. Для некоторых

веществ переход в сверхпроводящее состояние становится возможным при определенных внешних условиях, например, по достижении определенного значения давления.

Сверхпроводимость как явление сопровождается несколькими эффектами. Определяющее значение имеют два из них: исчезновение электрического сопротивления и выталкивание магнитного потока (поля) из его объема [1; 15; 23; 24; 33]. Поэтому важнейшее значение приобретает не только критический ток, но и критическое магнитное поле – определенное значение напряженности магнитного поля, по достижении которого сверхпроводник теряет свойство сверхпроводимости.

Явление сверхпроводимости может быть продемонстрировано на практике. Если взять проводник, закольцевать его, сделав замкнутый электрический контур, охладить его до температуры ниже критической и подвести к нему электрический ток, а после чего убрать источник электрического тока, то электрический ток в таком проводнике будет существовать неограниченно долгое время.

Следует провести различие между сверхпроводимостью и состоянием высокой проводимости (СВП) [21; 37], открытым Р. Оггом в 1946 г. в быстрозамороженных металл-аммиачных растворах. Последнее может реализоваться в системах с пониженной размерностью (например, для квазиодномерных структур). В отличие от сверхпроводимости, в СВП вещество обладает очень малым, но всё же конечным сопротивлением. Кроме того, в СВП отсутствует характерная для сверхпроводников реакция на магнитное поле – эффект Мейсснера – Оксенфельда.

1.3 Эффект Мейсснера – Оксенфельда

Эффект Мейсснера – Оксенфельда означает полное вытеснение магнитного поля из объема проводника при его переходе в сверхпроводящее состояние. Внутри сверхпроводника намагниченность равна нулю.

Впервые явление наблюдалось в 1933 году немецкими физиками В. Мейсснером и Р. Оксенфельдом.

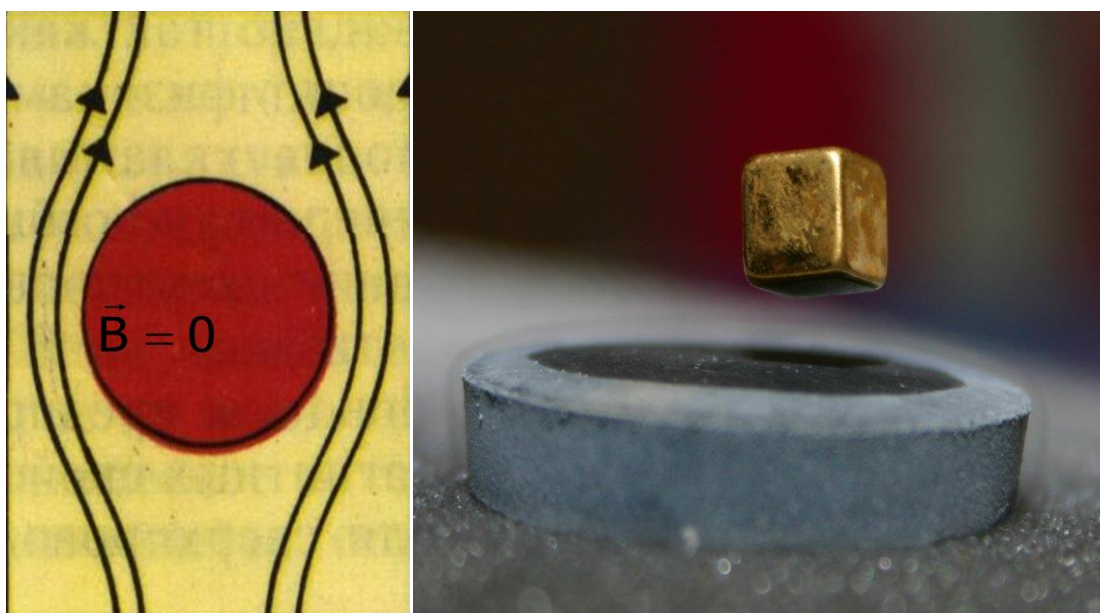


Рисунок 2 –Эффект Мейсснера – Оксенфельда (1933 г.)

Однако не у всех сверхпроводников наблюдается полный эффект Мейсснера. Вещества, проявляющие полный эффект Мейсснера, называются сверхпроводниками первого рода, а частичный – сверхпроводниками второго рода. Для сверхпроводников второго рода магнитное поле в интервале значений $H_{K1} - H_{K2}$ проникает и действует в виде вихрей Абрикосова. Однако стоит отметить, что в низких магнитных полях полным эффектом Мейсснера обладают все типы сверхпроводников.

Отсутствие магнитного поля в объеме сверхпроводника означает, что электрический ток протекает только в поверхностном слое сверхпроводника.

Для демонстрации поведения сверхпроводника в магнитном поле в настоящее время используется высокотемпературная сверхпроводящая керамика, представляющая собой сплав оксидов иттрия – бария – меди. Оксид иттрия – бария – меди также известен как YBCO – это широко применяемый высокотемпературный сверхпроводник, известный тем, что он является первым полученным сверхпроводником с критической

температурой больше 77 К. Его химическая формула – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, а критическая температура $T_c = 93\text{K}$. Относится к сверхпроводникам второго рода. Рассматриваемый сверхпроводник впервые был получен в 1987 году в Университете Алабамы в Хантсвилле Мав-Квен Wu и Полом Чу в Университете Хьюстона.

Уникальность этой керамики состоит в том, что она становится сверхпроводником, а точнее теряет всё электрическое сопротивление при довольно высоких по меркам физиков температурах (-184°C).

Для демонстрации свойств этого предмета можно провести опыт: сначала берут маленький кусочек керамики и кладут на него небольшой кусочек пенопласта, а также мощный неодимовый магнит. Далее охлаждают сверхпроводник до температуры жидкого азота (-196°C). После того как керамика охладилась, вытаскивают кусочек пенопласта из-под магнита. В результате можно увидеть, что магнит начал левитировать над сверхпроводником, и он может даже вращаться.

То же самое можно проделать и с большим куском сверхпроводника и большим неодимовым магнитом.

Эффект левитация обусловлен тем, что при охлаждении до критической температуры керамика становится сверхпроводником, а также идеальным диамагнетиком. Это значит, что она может отталкивать от себя любое магнитное поле, а также создавать своё собственное при нахождении вблизи сильного магнитного поля. Это явление называется эффектом Мейсснера – Оксенфельда.

Если магнит поднять, то и проводник начнет вместе с ним подниматься. Магнит и проводник как бы «вмораживаются» в пространстве. Если к охлажденному сверхпроводнику поднести мощный круговой магнит, то в дальнейшем магнит можно вращать. Круговые магниты можно раскручивать до высоких скоростей, так как ограничением здесь является только сила трения магнита о воздух.

Также «вмораживать» можно и несколько магнитов, скреплённых друг с другом. Им можно придавать любой наклон относительно сверхпроводника.

Магнит, парящий над сверхпроводником, может выдерживать немалый вес, ограниченный лишь силой магнитного поля самого магнита. Например, левитирующий магнит может выдержать банку варенья, поставленную на него.

Свойства сверхпроводимости и магнитной левитации сейчас используют во многих отраслях науки и техники. Например, на этом свойстве устроено МРТ для сканирования мозга, а также поезда на магнитной подушке.

1.4 Изотопический эффект

Изотопический эффект был открыт в 1950 г. Е.Максвеллом и Ч. Рейнольдсом. Исследование различных сверхпроводящих изотопов ртути привело к установлению связи между критической температурой и массой изотопов; оказалось, что при изменении массового числа M от 199,5 до 203,4 наблюдается изменение T_K от 4,185 до 4,140К. С достаточной точностью удалось установить справедливость (для определенного элемента) следующей формулы:

$$T_K = M^{-\frac{1}{2}} = const.$$

О чем говорит этот результат? Масса изотопа является характеристикой решетки кристалла и может влиять на ее свойства. Так, например, частота решеточных колебаний связана с массой ионов соотношением $\omega \sim M^{-\frac{1}{2}}$. Следовательно, возникновение эффекта сверхпроводимости обусловлено взаимодействием электронов с решеткой кристалла. Интересно, что именно это взаимодействие ответственно за появление электрического сопротивления[11; 22]. При определенных

условиях оно должно приводить к его отсутствию, т.е. к эффекту сверхпроводимости.

Изотопический эффект был обнаружен сначала при исследовании ртути. Позднее он был установлен и для многих других элементов.

1.5 Квантование магнитного потока в сверхпроводнике

Рассмотрим массивный сверхпроводник, внутри которого имеется полость. При $T > T_k$ образец находится в нормальном состоянии. При включении магнитного поля $H < H_k$ параллельно оси полости и понижении температуры до $T < T_k$ образец перейдет в s – состояние. Благодаря эффекту Мейсснера магнитное поле будет вытеснено из образца, но в полости останется некоторый «вмороженный» магнитный поток. Он обусловлен сверхпроводящими токами, которые возникают на внутренней поверхности полости и экранируют внутри области образца от внешнего магнитного поля.

Для определения вмороженного магнитного потока воспользуемся II уравнением Гинзбурга – Ландау для плотности тока в сверхпроводнике [1; 22; 24]:

$$\vec{j} = -\frac{ie\hbar}{2m}(\Psi^* \text{grad}\Psi - \Psi \text{grad}\Psi^*) - \frac{e^2}{mc} |\Psi|^2 \vec{A}, \quad (1.1)$$

где \vec{A} – векторный потенциал магнитного поля, \vec{j} – плотность электрического тока. Полагая, что

$$\Psi = |\Psi| e^{i\varphi}, \quad (1.2)$$

где φ – фаза волновой функции, получим:

$$\vec{j} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \text{grad}\varphi - \frac{e^2}{mc} \vec{A} |\Psi|^2.$$

Отсюда следует выражение для векторного потенциала \vec{A} :

$$\vec{A} = -\frac{mc}{e^2 |\Psi|^2} \vec{j} + \frac{c\hbar}{e} \text{grad}\varphi. \quad (1.3)$$

После интегрирования этого выражения по контуру l , проведенному внутри сверхпроводника, получим:

$$\oint_l A_l dl = -\frac{mc}{e^2} \oint_l \frac{j_l}{|\Psi|^2} dl + \frac{c\hbar}{e} \oint_l \text{grad}_l \varphi dl.$$

Согласно теореме Стокса:

$$\oint_l A_l dl = \int_S \text{rot}_n \vec{A} dS.$$

Следовательно, магнитный поток:

$$\Phi = \int_S H_n dS = -\frac{mc}{e^2} \oint_l \frac{j_l dl}{|\Psi|^2} + \frac{c\hbar}{e} \oint_l \partial \varphi.$$

С учетом требования однозначности волновой функции $\Delta\varphi = 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, получаем:

$$\Phi = -\frac{mc}{e^2} \oint_l \frac{j_l}{|\Psi|^2} dl + \frac{n c \hbar 2\pi}{e}.$$

При выборе контура на расстоянии от краев полости, получаем флюксонид:

$$\Phi = n \frac{c\hbar}{e}, \quad (1.4)$$

совпадающий с результатом теории Лондонов. Отсюда следует квант магнитного потока:

$$\Phi_0 = \frac{c\hbar}{e}. \quad (1.5)$$

Оценим величину кванта магнитного потока:

$$\Phi_0 = \frac{6,6 * 10^{-27} * 3 * 10^{10}}{4,8 * 10^{-10}} \approx 4 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2.$$

В 1961г. Дивер и Фэрбенк экспериментально установили, что $\Phi_0 = \frac{hc}{2e} \approx 2 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2$, т.е. в два раза меньше теоретического предсказания Лондонов (1950г.).

Этот факт явился экспериментальным доказательством правильности микроскопической теории сверхпроводимости, которую построили в 1957 году американские физики-теоретики, лауреаты Нобелевской премии по физике Бардин, Купер и Шриффер (БКШ). При переходе к микроскопической теории БКШ заряд e заменяется на $2e$ с учетом образования электронных куперовских пар, $\Phi_0 = 2 * 10^{-15}$ Вб.

Выводы по главе 1

1. Рассмотрена краткая история открытия явления сверхпроводимости.

2. Описаны основные экспериментальные факты, относящиеся к данному явлению:

а) исчезновение электрического сопротивления при конечных, отличных от нуля температурах;

б) выталкивание магнитного поля из сверхпроводника (эффект Мейсснера – Оксенфельда);

в) изотопический эффект;

г) квантование магнитного потока в сверхпроводниках как проявление макроскопического квантования.

3. Показано отличие сверхпроводящего состояния от состояния высокой проводимости (СВП), при котором может иметь место практически идеальная проводимость, но отсутствует важнейший феноменологический признак сверхпроводимости – эффект Мейсснера – Оксенфельда.

ГЛАВА 2. ПРИРОДА ЯВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

2.1 Феноменологическая теория Лондонов. Электродинамика сверхпроводников

В 1935 г. немецкие физики братья Фриц и Гейнц Лондоны предприняли попытку количественного описания электрических и магнитных свойств сверхпроводников. Предложенные ими уравнения имеют для сверхпроводников такое же значение, какое имеет закон Ома для нормальных проводников. Чтобы получить первое уравнение Лондонов, воспользуемся II законом Ньютона и выражением для плотности тока:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}, \quad (2.1)$$

$$\vec{j} = en\vec{v}. \quad (2.2)$$

Дифференцируя выражение для плотности тока, получим:

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = en \frac{d\vec{v}}{dt} = en\vec{a},$$

$$\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m},$$

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{e^2 n \vec{E}}{m},$$

откуда следует I уравнение Лондонов:

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{e^2 n_s \vec{E}}{m}, \quad (2.3)$$

где n_s – концентрация сверхпроводящих электронов. Первое уравнение Лондонов является инвариантным относительно операции обращения времени и потому описывает бездиссипативный процесс (движение электронов без рассеяния). Этим оно существенно отличается от закона Ома в случае нормальной электропроводности, при которой имеется ненулевое сопротивление.

Экспериментально этот факт был подтвержден в 1959 г. Коллинзом: электрический ток 2,5 года циркулировал, не затухая в сверхпроводнике, при температуре близкой к абсолютному нулю.

Физический смысл первого уравнения Лондонов заключается в следующем: данное уравнение описывает идеальную проводимость сверхпроводников (т.е. нулевое сопротивление).

Чтобы получить второе уравнение Лондонов, возьмем ротор от обеих частей уравнения (2.3) и, учитывая, что согласно второму уравнению Максвелла [8]

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

получаем:

$$\frac{d}{dt} (\operatorname{rot} \vec{J}_s) = -\frac{n_s e^2}{mc} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.5)$$

Интегрируя (2.5) по времени, получаем:

$$\operatorname{rot} \vec{J}_s = -\frac{n_s e^2}{mc} (\vec{B} + \vec{B}_0), \quad (2.6)$$

где \vec{B}_0 – постоянная интегрирования, которая не зависит от времени, но может быть функцией координат. Учитывая, что вглубине сверхпроводника магнитное поле отсутствует ($\vec{B} = -\vec{B}_0$ при $\vec{J}_s = 0$), можно выбрать константу интегрирования $\vec{B}_0 = 0$. Положив $\vec{B}_0 = 0$, получаем из (2.6) второе уравнение Лондонов:

$$\operatorname{rot} \vec{J}_s = -\frac{n_s e^2}{mc} \vec{B}. \quad (2.7)$$

Физический смысл II уравнения Лондонов состоит в том, что это уравнение описывает идеальный диамагнетизм (т.е. эффект Мейсснера). Он

обусловлен поверхностными диамагнитными токами, индуцированными внешним магнитным полем.

Необходимо обратить внимание на знак минус в правой части уравнения: направление циркуляции тока следует выбрать таким, чтобы создаваемое им магнитное поле было направлено навстречу внешнему полю.

Теория Лондонов позволяет вычислить глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник, которая находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Используя I уравнение Максвелла для постоянного во времени поля

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (2.8)$$

и III уравнение Максвелла [8]

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.9)$$

с учетом II уравнения Лондонов (2.7) получим дифференциальное уравнение второго порядка для магнитной индукции \vec{B} :

$$\nabla^2 \vec{B} = -\frac{4\pi n e^2}{m c^2} \vec{B}. \quad (2.10)$$

Решением его в случае $B_x = 0, B_y = 0, B_z = B_z(x)$ является

$$B_z(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}, \quad (2.11)$$

где лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m c^2}{4\pi n e^2}}. \quad (2.12)$$

Она имеет порядок величины 10^{-5} см. Согласно (2.11) магнитное поле экспоненциально уменьшается вглубь сверхпроводника.

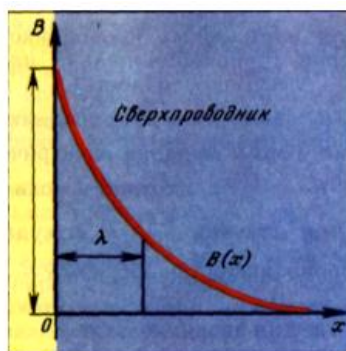


Рисунок 3 –Поведение магнитной индукции

Таким образом, теория Лондонов по существу является применением классической электродинамики Максвелла к сверхпроводящему состоянию. Она правильно описывает электрические и магнитные свойства сверхпроводников, однако не отвечает на вопрос: почему сверхпроводники ведут себя так, как это предписывается уравнениями Максвелла. Т.е. природа сверхпроводящего состояния не вскрывается в рамках этой феноменологической теории. Ответ даёт квантовая микроскопическая теория [2; 10; 15; 18; 22; 34].

2.2 Основные результаты теории Гинзбурга–Ландау

В 1950 г. В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау применили теорию фазовых переходов II рода (1937 г.), построенную Ландау, к переходу из сверхпроводящего в нормальное состояние при критической температуре T_k . В более упорядоченной сверхпроводящей фазе существует параметр порядка, роль которого играет эффективная волновая функция «сверхпроводящих» электронов – Ψ . При переходе в нормальное состояние этот параметр порядка обращается в нуль [1].

Поскольку в квантовой механике Ψ определена лишь с точностью до произвольной постоянной фазы α , наблюдаемые величины должны зависеть от Ψ и Ψ^* так, чтобы они не изменялись при умножении Ψ на $e^{i\alpha}$. Этому требованию удовлетворяет квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = e^{i\alpha}e^{-i\alpha}\Psi\Psi^*$.

Поэтому фактически в качестве параметра порядка была использована не сама Ψ , а $|\Psi|^2$.

Переход от общей теории фазовых переходов Прода к теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау иллюстрируется следующей таблицей.

Таблица 2 – Соответствие теорий Ландау и Гинзбурга –Ландау

Ландау, 1937г.	Гинзбург–Ландау, 1950г.
Параметр порядка η	$ \Psi ^2$
$F = F_0 + A\eta^2 + D\eta^4$	$F_{s,0} = F_{n,0} + \alpha \Psi ^2 + \frac{\beta}{2} \Psi ^4$
$\eta^2 = -\frac{A}{2D}$	$ \Psi ^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$
$F = F_0 - \frac{A}{4D}$	$F_{s,0} = F_{n,0} - \frac{\alpha^2}{2\beta}$
$A = a(T - T_K)$	$\alpha = -\frac{\partial\alpha}{\partial T}(T_K - T) = a(T - T_K)$
$\eta^2 = \frac{1}{2D} \frac{\partial A}{\partial T}(T_K - T)$	$ \Psi ^2 = \frac{1}{\beta} \frac{\partial\alpha}{\partial T}(T_K - T)$

Для того чтобы учесть зависимость параметра порядка от координаты \vec{r} , Гинзбург и Ландау постулировали, что вблизи T_c свободную энергию можно разложить в ряд по степеням $|\Psi|^2$:

$$F_{s,0} = F_{n,0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{\hbar^2}{2m}|\text{grad}\Psi|^2,$$

где $F_{s,0}$ и $F_{n,0}$ – свободная энергия в сверхпроводящем и нормальном состоянии в отсутствии магнитного поля.

Благодаря наличию постоянной Планка в последнем слагаемом, обеспечивающем постепенность изменения параметра порядка при

переходе от состояния s к состоянию n , теория Гинзбурга–Ландау стала первой квантовой феноменологической теорией сверхпроводимости.

В задачу данной работы не входит подробное рассмотрение теории Гинзбурга–Ландау. Поэтому мы ограничимся лишь перечислением ее основных результатов:

1. Теория позволила получить наблюдаемую на опыте зависимость критического магнитного поля от T :

$$H_c = \sqrt{\frac{4\pi}{\beta} \frac{\partial \alpha}{\partial T}} (T_c - T). \quad (2.13)$$

2. Получено уравнение для неоднородного параметра порядка $\Psi = \Psi(\vec{r})$ в отсутствие магнитного поля:

$$\alpha\Psi + \beta\Psi|\Psi|^2 - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi = 0. \quad (2.14)$$

На его основе определена длина когерентности, т.е. характерное расстояние, на котором проявляется отклонение неоднородного параметра порядка Ψ от однородного Ψ_0 :

$$\xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha|}} \approx \frac{1}{\sqrt{T_c - T}}. \quad (2.15)$$

3. Получены первое и второе уравнения Гинзбурга–Ландау при наличии магнитного поля:

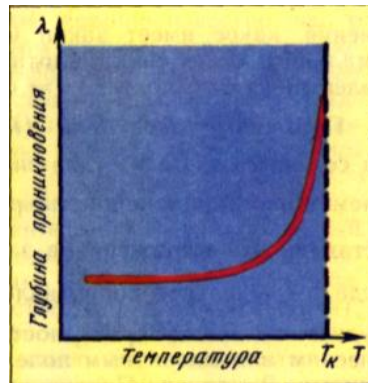
$$\frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c}\vec{A} \right)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta\Psi|\Psi|^2 = 0, \quad (2.16)$$

$$\vec{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi^* \text{grad}\Psi - \Psi \text{grad}\Psi^*) - \frac{e^2}{mc} |\Psi|^2 \vec{A}, \quad (2.17)$$

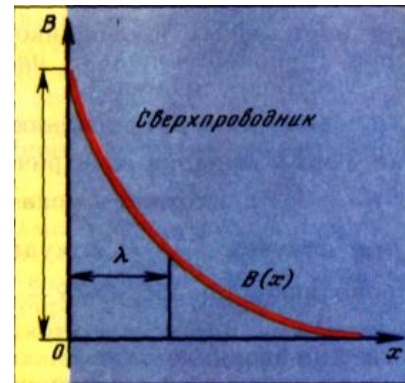
где \vec{A} – векторный потенциал магнитного поля, \vec{j} – плотность электрического тока.

4. Получено выражение для глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник, объясняющее эмпирическую зависимость ее от T :

$$\lambda = \sqrt{\frac{mc^2\beta}{4\pi e^2|\alpha|}} \sim \frac{1}{\sqrt{T_K - T}}. \quad (2.18)$$



Зависимость глубины проникновения от T



Зависимость индукции магнитного поля от расстояния: $B(x) = B_0 e^{-x/\lambda}$

Рисунок 4 – Зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник от температуры и магнитного поля от расстояния вглубь образца

5. Определен параметр Гинзбурга–Ландау как отношение двух характеристических длин: глубины проникновения λ магнитного поля в сверхпроводник и длины когерентности:

$$\chi = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (2.19)$$

Этот параметр позволил дать классификацию сверхпроводников по их поведению в магнитном поле. В сверхпроводниках I рода ($\sigma_{n,s} > 0$) эффект Мейсснера существует при $H < H_k$ (где H_k – критическое значение напряженности магнитного поля, при котором исчезает сверхпроводящее состояние). В сверхпроводниках II рода ($\sigma_{n,s} < 0$) существует верхнее и нижнее критическое поле. При этом полный эффект Мейсснера имеется только при достаточно малых напряженностях магнитного поля $H < H_{k1}$. В области полей $H_{k1} < H < H_{k2}$ магнитное поле частично проникает в образец. При $H = H_k$ магнитное поле полностью проникает в образец, который переходит в нормальное состояние.

6. Промежуточное и смешанное состояние. Промежуточное состояние, наблюдаемое в сверхпроводниках I рода, заключается в

расслоении образца на нормальные и сверхпроводящие фазы вблизи критического значения магнитного поля H_k . Смешанное состояние реализуется в сверхпроводниках II рода в области полей $H_{k_1} < H < H_{k_2}$ и характеризуется вихревой структурой, которая теоретически предсказана А.А. Абрикосовым на основе теории Гинзбурга–Ландау в 1957 г.[1;31]. Вихри Абрикосова являются обобщением квантованных вихрей, которые были введены ранее для сверхтекучего гелия Онсагером в 1949 г. и Фейнманом в 1955 г. Каждый вихрь несет квант магнитного потока Φ_0 .

Таким образом, квантовая феноменологическая теория Гинзбурга – Ландау явилась результатом развития общей теории фазовых переходов II рода, построенной Ландау в 1937 г., и явилась удачным синтезом термодинамики, электродинамики и квантовой механики.

2.3 Микроскопическая теория Бардина–Купера –Шриффера (БКШ)

В 1957 г. Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер предложили так называемую теорию БКШ (Бардина –Купера –Шриффера) [34]. В её основе лежит возможность образования связанных электронных состояний, приводящих к появлению сверхтекучести электронной жидкости. Независимо в этом же году была построена микроскопическая теория сверхпроводимости Н.Н. Боголюбова [1; 2].

Вначале необходимо понять, почему в обычном проводнике всегда существует электрическое сопротивление. Электрический ток представляет собой движение электронов. В обычном проводнике электроны двигаются поодиночке и самостоятельно преодолевают различные препятствия на своём пути. При этом в ходе движения они сталкиваются друг с другом и с кристаллической решеткой, теряя при этом свою энергию. Таким образом, в проводнике с нормальной проводимостью имеются механизмы рассеяния электронов проводимости (на фононах – квазичастицах, представляющих собой кванты энергии колебаний

кристаллической решётки, а также на дефектах и примесях кристалла), вследствие которых электропроводность оказывается конечной.

А теперь учтём, что согласно квантовой теории электроны обладают спином (собственным моментом импульса)[20]. Электрон в обычных условиях имеет спин, принимающий значение $-1/2$ или $+1/2$. При определенных условиях (при понижении температуры ниже критической) они образуют пары. Электроны с противоположными значениями спина притягиваются друг к другу. Эти пары называют куперовской парой (в честь Леона Купера, который в 1956 г. впервые показал энергетическую выгодность этого процесса). Эта пара имеет нулевой спин и удвоенный заряд электрона. Поскольку суммарный спин этой пары равен нулю, то она обладает свойствами бозона. Бозоны образуют конденсат Бозе – Эйнштейна, к которому присоединяются все свободные бозоны, и находятся в одном квантовом состоянии. Они становятся единым целым, способным двигаться без столкновения с решеткой и оставшимися электронами, то есть без потерь энергии, без электрического сопротивления. Так и возникает эффект сверхпроводимости.

На первый взгляд, идея о взаимном притяжении электронов может показаться странной: ведь электроны являются одноименно заряженными частицами и поэтому должны испытывать отталкивание по закону Кулона. Но это имеет место только в вакууме. В кристалле электроны проводимости могут испытывать слабое взаимное притяжение благодаря взаимодействию через виртуальные (нетепловые) возбуждения кристаллической решетки. Кванты этих возбуждений называются виртуальными фононами. Таким образом, механизм образования связанных электронных пар в сверхпроводнике в теории БКШ является фононным.

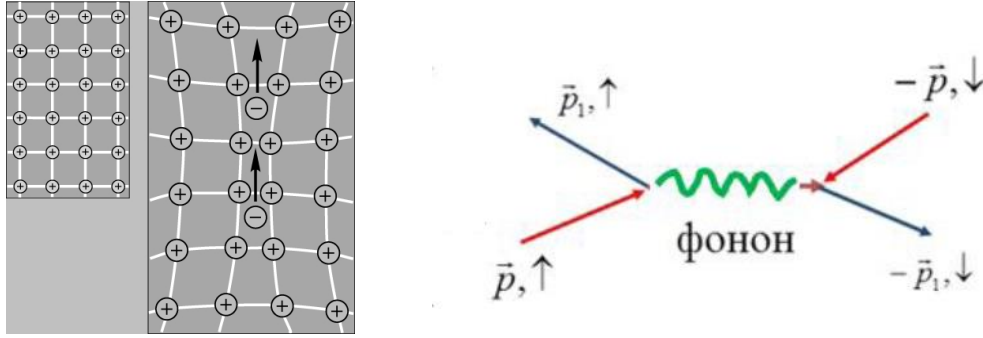


Рисунок 4 –Куперовская пара электронов

Куперовская пара электронов (-) движется сквозь решетку из положительных ионов (+). Первый электрон искажает решетку, создавая область повышенного положительного заряда, в которую втягивается второй электрон.

Первым, кто высказал идею о возможной бозе-эйнштейновской конденсации электронных пар с противоположными спинами, явился английский химик Р. Огг (в 1946 г., за 10 лет до создания теории БКШ) [37]. Однако, его эксперименты с быстрозамороженными металл-аммиачными растворами при температурах порядка 100 К не получили экспериментального подтверждения другими исследовательскими группами [21], что привело к забвению этой замечательной гипотезы. Фактически Огг не только предвосхитил идею Купера, но и сформулировал постановку вопроса о возможной сверхпроводимости при достаточно высоких температурах (по сравнению со ртутной 4,16 К).

Теория БКШ показала, то в сверхпроводнике возникает энергетическая щель ε_0 в спектре одноэлектронных возбуждений (минимальная энергия, необходимая, чтобы удалить один электрон из спаренного состояния, рис. 5). По величине этой щели можно рассчитать критическую температуру сверхпроводящего перехода:

$$T_k = \frac{\varepsilon_0}{k_B}, \quad (2.20)$$

где k_B – постоянная Больцмана.

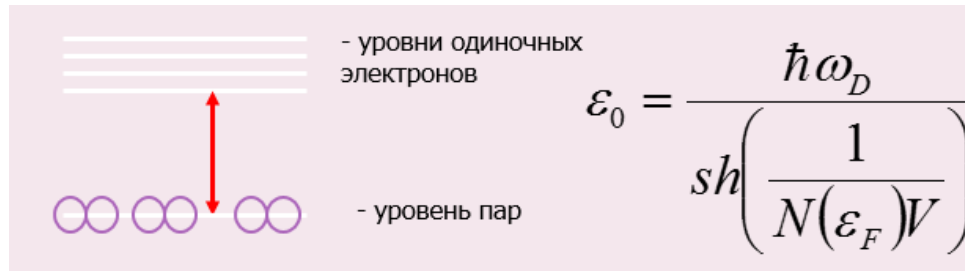


Рисунок 5 – Энергетическая щель в спектре одночастичных возбуждений сверхпроводника

Выражение для критической температуры T_k имеет вид [1; 10; 22; 31]

$$T_k = 1,14 \frac{\hbar\omega_D}{k_B} e^{-\frac{1}{N(\epsilon_F)V}}, \quad (2.21)$$

где ω_D – частота Дебая (максимальная частота колебаний решётки для данного кристалла), ϵ_F – энергия Ферми, V – параметр межэлектронного притяжения через виртуальные фононы.

Из (2.21) следует, что в случае фононного механизма сверхпроводимости критическая температура не превышает 35 – 40 К. Следовательно, теория БКШ хорошо описывает низкотемпературную сверхпроводимость, но не способна объяснить сверхпроводимость при высоких температурах (высокотемпературную сверхпроводимость).

2.4 Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП)

Проблему ВТСП впервые сформулировал в 1964 г. американский физик-теоретик Литтл для квазиодномерной модели длинного проводящего полимера. По его оценкам в такой модели сверхпроводимость должна была сохраняться вплоть до температур 2400К, что представлялось нереалистичным. В том же 1964 г. были сформулированы и другие модели. В частности, квазиодномерная модель с экситонным механизмом сверхпроводимости (модель сэндвича, В.Л. Гинзбург, $T_k = 150$ К) [6], а также модели Вонсовского – Свирского (механизм возбуждения мультиплетности и неупругое s-d-рассеяние

электронов, $T_c = 100$ К) [4]. При этом М.С. Свирский первым высказал идею о возможности триплетного спаривания электронов проводимости (в отличие от синглетных пар в модели БКШ).

До 1986 г. высокотемпературная сверхпроводимость рассматривалась лишь как интересная теоретическая возможность. Прорыв в экспериментальных достижениях достаточно высоких T_c произошёл в октябре 1986 г., когда Г. Беднорц и К. Мюллер открыли явление высокотемпературной сверхпроводимости в соединении $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ с критической температурой 35 К (рис. 6) [35]. За это открытие им была присуждена Нобелевская премия по физике 1987 г.

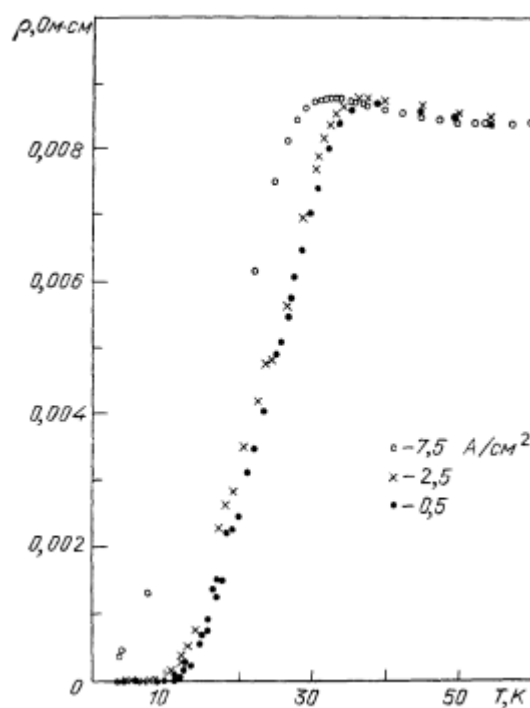


Рисунок 6 – График зависимости сопротивления от температуры оксида Ва-La-Cu-O (из Нобелевской лекции Г. Беднорца и К. Мюллера)

В 1987 г. был открыт сверхпроводник YBCO (оксид иттрия –бария – меди) с критической температурой 93К (М.К. Чу, США). Это был первый сверхпроводник, критическая температура которого была выше температуры кипения жидкого азота (77К).

На 2015 г. рекордное значение критической температуры $T_c = 203 \text{ K}$ было достигнуто в соединении серы и водорода, помещённой под давление 150 ГПа (1,5 млн атмосфер)[38].

В 2018 г. рекорд высокотемпературной сверхпроводимости был побит сразу дважды:

1. При сжатии супергидрида лантана LaH_{10} до 170 ГПа (1,7 млн атмосфер) получили $T_c = 260 \text{ K} (-13 \text{ }^\circ\text{C})$.

2. При охлаждении наноструктурированного серебра на золотой подложке удалось получить $T_c = 236 \text{ K} (-37 \text{ }^\circ\text{C})$ при нормальном давлении.

В 2020 г. был опубликован новый рекорд для гидрида серы. Группа ученых из университета Рочестера добавлением углерода добилась критической температуры более $15 \text{ }^\circ\text{C}$ при давлении 267 ГПа.

Ограниченность практического применения керамических ВТСП обусловлена тем, что магнитное поле, создаваемое протекающим по ВТСП током, при большой величине приводит к разрушению собственной слоистой структуры проводника и, следовательно, к необратимой утрате сверхпроводящих свойств. При этом для сверхпроводящих изделий (как ВТСП, так и классических) достаточно такого нарушения в одной единственной точке, так как возникший дефект мгновенно становится участком с большим сопротивлением, на котором выделяется тепло, что вызывает последовательный нагрев соседних участков, то есть лавинообразный выход из сверхпроводящего состояния всего проводника.

Нормальное (и сверхпроводящие) состояния показывают много общих особенностей между различными составами купратов; многие из этих свойств не могут быть объяснены в рамках теории БКШ.

Таким образом, чётко сформированной теории сверхпроводимости в оксидных ВТСП в настоящее время не существует; однако, проблема ВТСП привела ко множеству интересных экспериментальных и

теоретических результатов. Задача заключается в построении единой теории, описывающей переход от нормальной проводимости к низкотемпературной, а затем и к высокотемпературной сверхпроводимости.

Выводы по главе 2

1. Рассмотрены основные результаты первой феноменологической теории сверхпроводимости, построенной в 1935 г. Ф. и Г. Лондонами. По существу эта теория явилась результатом применения электродинамики Максвелла к сверхпроводящему состоянию. Будучи макроскопической теорией, она лишь описала наблюдаемые на опыте свойства сверхпроводников, но не позволила вскрыть природу самого явления сверхпроводимости.

2. Более глубокой по содержанию явилась квантовая феноменологическая теория Гинзбурга – Ландау 1950 г. В рамках этой теории для характеристики сверхпроводящей фазы был введён формальным образом параметр порядка, связанный с эффективной волновой функцией электронов сверхпроводника, что позволило успешно описать многие наблюдаемые эффекты. Однако, как и предыдущая теория, она не позволила ответить на главный вопрос: какова микроскопическая природа сверхпроводящего состояния.

3. Заслуга построения первой микроскопической теории сверхпроводимости принадлежит Бардину, Куперу и Шрифферу. В основе механизма БКШ лежит идея об образовании связанных электронных пар, находящихся вблизи поверхности Ферми, посредством испускания и поглощения виртуальных фононов. Такие пары способны образовать бозе-эйнштейновский конденсат, способный перемещаться по кристаллу без сопротивления.

4. Перед теоретиками и экспериментаторами стоит задача повышения критической температуры сверхпроводящего перехода, что

позволило бы совершить переворот в электротехнике, а так же обеспечить значительный прогресс во многих прикладных аспектах физики сверхпроводников (решение проблемы управляемого термоядерного синтеза с помощью токамаков; создание чувствительных датчиков магнитного поля – сверхпроводящих квантовых интерферометров; создание сверхпроводящих кубитов для квантовых компьютеров [25] и т.д.).

ГЛАВА 3. ИЗУЧЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В КУРСЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

3.1 Методика проведения лабораторного занятия по теме «Сверхпроводимость»

Курс «Физика твёрдого тела» как составная часть курса «Основы теоретической физики» предусматривает изучение физики сверхпроводящего состояния. Формирование основных понятий и представлений физики сверхпроводимости начинается уже в рамках курса общей физики [23], затем продолжается при изучении электродинамики [8; 9; 18], квантовой механики [19; 20] и электронной теории вещества [22]. Фундаментом для изучения физики сверхпроводящего состояния являются раздел «Электромагнетизм» курса общей физики, электродинамика Максвелла, квантовая механика, квантовая статистика, а также соответствующие разделы курса «Физика твёрдого тела» («Динамика кристаллической решётки» и «Электронный газ в металле»), рис. 7.



Рисунок 7 – Фундамент для изучения физики сверхпроводимости

Лабораторному занятию предшествуют две лекции, посвящённые основным экспериментальным фактам, природе явления сверхпроводимости в рамках микроскопической теории, а также возможным теоретическим механизмам, лежащим в основе высокотемпературной сверхпроводимости. Изучение сверхпроводимости осуществляется согласно схеме:

МАКРО... ЧЕРЕЗ МИКРО...

В основу разработки лабораторного занятия положены следующие дидактические принципы:

1. Системность (восхождение от эмпирического базиса к теоретическим моделям по принципу: макро...через микро...)
2. Доступность.
3. Наглядность представления материала.
4. Проблемность и эвристический подход.
5. Опора на ИКТ.
6. Реализация индивидуального темпа изучения.
7. Стимулирование интереса к изучению явления.
8. Историзм.
9. Практико-ориентированный подход.
10. Синергетический метод изучения (совместные действия студента и преподавателя)

Материал данной лабораторной работы может изучаться как в процессе аудиторных занятий за компьютером, так и путём дистанционного обучения. Работа дополняется системой домашних самостоятельных заданий. Это позволяет реализовать модель управления деятельностью обучающихся по освоению физики сверхпроводимости

средствами практических заданий, что является актуальным направлением деятельности в современных условиях [32].

Цели работы:

1. Изучить явление сверхпроводимости и основные эмпирические факты.
2. Разобрать феноменологическую теорию сверхпроводимости Ф. и Г. Лондонов, опираясь на электродинамику Максвелла.
3. Рассмотреть микроскопический подход к пониманию природы сверхпроводимости в рамках теории Бардина – Купера – Шриффера.
4. Описать сверхпроводимость как макроскопический квантовый эффект.
5. Познакомиться с теоретическими и экспериментальными аспектами проблемы высокотемпературной сверхпроводимости.

Лабораторная работа, рассчитанная на одну пару, выполняется за компьютером и включает в себя пять заданий. Материал оформлен в виде презентации, содержащей гиперссылки, которые позволяют студенту многократно возвращаться к тому или иному этапу работы в своём индивидуальном темпе.

В первых двух заданиях требуется получить Ии Пуравнения Лондонов, описывающих идеальную проводимость сверхпроводника и идеальный диамагнетизм. В третьем задании, опираясь на полученные результаты, устанавливается дифференциальное уравнение для магнитной индукции и определяется глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник. В четвертом задании предлагается рассчитать лондоновскую глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Здесь студенты уже сами выбирают себе конкретный сверхпроводник с помощью таблицы Д.И. Менделеева. Пятое задание подводит к пониманию того, что сверхпроводник представляет собой макроскопическую квантовую систему, для которой необходимо оценить величину кванта магнитного потока.

Все задания компьютерной лабораторной работы содержат необходимые рисунки, графики, таблицы, позволяющие реализовать принцип наглядности в обучении.

Задания к лабораторной работе:

Задание 1. Используя II закон Ньютона и выражение для плотности электрического тока, получить ускорительное уравнение (I уравнение Лондонов), когда электросопротивление отсутствует ($R = 0$), а напряженность электрического поля равна $\vec{\epsilon}$.

Решение:

Чтобы получить I уравнение Лондонов, воспользуемся II законом Ньютона и выражением для плотности электрического тока:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{\epsilon},$$

$$\vec{j} = en\vec{v}$$

$$\vec{v} = \frac{\vec{j}}{en}; \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{en} \frac{d\vec{j}}{dt},$$

$$\frac{m}{en} \frac{d\vec{j}}{dt} = e\vec{\epsilon},$$

$$\boxed{\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{\epsilon}.}$$

Полученное уравнение является I уравнением Лондонов или ускорительным уравнением, где n_s – концентрация электронов в сверхпроводнике.

Физический смысл I уравнения Лондонов: это уравнение описывает идеальную проводимость ($R = 0$, $\lambda \rightarrow \infty$).

Здесь важно отметить один интересный факт: в опытах Коллинза (1959 г.) сверхпроводящий ток циркулировал по кольцу 2,5 года!

Задание 2. Используя I уравнение Лондонов и II уравнение Максвелла получить II уравнение Лондонов для $\text{rot } \vec{J}_s$ с учётом эффекта Мейсснера –Оксенфельда.

Решение:

Используем I уравнение Лондонов, полученное в первом задании

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{ne^2}{m} \vec{\epsilon},$$

и II уравнение Максвелла

$$\text{rot } \vec{\epsilon} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Возьмем ротор от первого уравнения Лондонов:

$$\text{rot} \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{ne^2}{m} \text{rot} \vec{\epsilon}.$$

Затем применим в правой части второе уравнение Максвелла и умножим обе части уравнения на dt . После этого проинтегрируем по времени:

$$\text{rot} \vec{J}_s = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B} + \text{const}.$$

Выберем постоянную интегрирования в глубине образца, где согласно эффекту Мейсснера магнитное поле отсутствует, т.е. можно положить

$$\text{const} = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B}_0 = 0.$$

Поскольку это константа, то и в остальных точках сверхпроводника её можно положить равной нулю. Окончательно получим следующее уравнение:

$$\boxed{\operatorname{rot} \vec{j}_s = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B}.}$$

Это и есть второе уравнение Лондонов.

Физический смысл: второе уравнение Лондонов описывает идеальный диамагнетизм, т.е. эффект Мейсснера –Оксенфельда. Он обусловлен поверхностными диамагнитными токами, индуцированными внешним магнитным полем.

Задание 3. Используя I и III уравнения Максвелла для постоянного во времени поля, а также II уравнение Лондонов, получить дифференциальное уравнение для магнитной индукции \vec{B} и определить глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Решение:

Воспользуемся I уравнением Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Здесь $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$ (нет тока смещения согласно условию задачи).

В случае магнитной среды

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}.$$

Действительно, ток намагничивания $\vec{j}_m = -c \operatorname{rot} \vec{M}$, где \vec{M} – намагниченность.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j} + \vec{j}_m) = \frac{4\pi}{c} \vec{j} - 4\pi \operatorname{rot} \vec{M},$$

$$\text{rot}(\vec{H} + 4\pi\vec{M}) = \frac{4\pi}{c}\vec{j} \rightarrow \text{rot}\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} \rightarrow \vec{j} = \frac{c}{4\pi}\text{rot}\vec{B}.$$

Для сверхпроводящего тока

$$\vec{j}_s = \frac{c}{4\pi}\text{rot}\vec{B},$$

$$\text{rot}\vec{j}_s = \frac{c}{4\pi}\text{rot}\text{rot}\vec{B} = \frac{c}{4\pi}(\text{grad}\text{div}\vec{B} - \nabla^2\vec{B}),$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \text{ (III уравнение Максвелла),}$$

$$\text{rot}\vec{j}_s = -\frac{c}{4\pi}\nabla^2\vec{B}.$$

Учтём II уравнение Лондонов:

$$-\frac{n_s e^2}{mc}\vec{B} = -\frac{c}{4\pi}\nabla^2\vec{B} \text{ или } \nabla^2\vec{B} = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2}\vec{B}.$$

Пусть $B_x = 0$, $B_y = 0$, $B_z = B_z(x)$ (это соответствует эффекту Мейсснера).

Тогда будем иметь следующее дифференциальное уравнение второго порядка для магнитной индукции:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_z(x)}{\partial z^2} = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} B_z(x),$$

$$\frac{\partial^2 B_z(x)}{\partial z^2} = \gamma^2 B_z(x),$$

где

$$\gamma^2 = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2}.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$B_z(x) = e^{-\gamma x},$$

где γ имеет размерность обратной длины $\gamma = \frac{1}{\lambda_L}$, λ_L – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

$$B_z(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}.$$

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}}.$$

$$\lambda_L \approx \sqrt{\frac{10^{-27} * (3 * 10^{10})^2}{12 * 10^{22} * (4,8 * 10^{-10})^2}} \approx 10^{-5} \text{ см}$$

При $x = \lambda_L$ магнитное поле ослабевает в e раз.

Задание 4. Для выбранного сверхпроводника из таблицы Менделеева рассчитать лондоновскую глубину проникновения магнитного поля. При вычислении концентрации электронов используйте данные для плотности образца.

Здесь имеется в виду связь концентрации электронов и плотности образца:

$$n = \rho \frac{N_A}{\mu}.$$

Здесь, как было сказано уже выше, студенты выбирают себе сверхпроводник и рассчитывают лондоновскую глубину проникновения самостоятельно.

Задание 5. В сверхпроводящее кольцо магнитный поток проникает квантами. Оценить величину кванта магнитного потока.

$$\Phi_0 = ?$$

Решение:

Волновая функция электронов

$$\Psi = \Psi_0 * e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p} \vec{r}} = \Psi_0 e^{i\varphi},$$

где φ – фаза.

Для произвольного контура l – разность фаз в точках А и В.

$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{\hbar} \int P_l dl.$$

Наложим условие однозначности волновой функции в кольце:

$$\Psi(\varphi) = \Psi(\varphi + 2\pi), \text{ т. е. } \varphi_B - \varphi_A = 2\pi n,$$

$$\frac{1}{\hbar} \int P_l dl = 2\pi n; P_l dl = nh,$$

но это по существу есть условие квантования круговых орбит в теории Бора. Т.е. движение электронов в сверхпроводнике – это движение по гигантским боровским орбитам.

При наличии магнитного поля количество движения $m\vec{v}$ и импульс \vec{p} связаны равенством:

$$m\vec{v} = \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A},$$

где \vec{A} – векторный потенциал магнитного поля,

$$\vec{p} = m\vec{v} + \frac{e}{c} \vec{A}.$$

В проекции на замкнутый контур L :

$$m \oint_L v_l dl + \frac{e}{c} \oint_L A_l dl = nh,$$

$$v = \frac{j_s}{en},$$

но $j_s = 0$ в глубине сверхпроводника. Поэтому

$$\frac{e}{c} \oint_l A_l dl = nh.$$

По теореме Стокса:

$$\oint_l A_l dl = \int_s \text{rot}_n \vec{A} ds.$$

$$\frac{e}{c} \int_s \text{rot}_n \vec{A} ds = \frac{e}{c} \int_s B_n ds = \frac{e}{c} \Phi = nh.$$

Таким образом, магнитный поток проникает в сверхпроводник отдельными квантами:

$$\Phi = n \frac{hc}{e}.$$

При этом квант флюксоида

$$\Phi_0 = \frac{hc}{e}$$

оказывается связан с фундаментальными константами: зарядом электрона, (квантом электрического заряда), скоростью света в вакууме и постоянной Планка (квантом действия). Оценим величину кванта магнитного потока:

$$\Phi_0 = \frac{6,6 * 10^{-27} * 3 * 10^{10}}{4,8 * 10^{-10}} \approx 4 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2$$

В 1961 г. Дивер и Фэрбенк экспериментально установили, что $\Phi_0 = \frac{hc}{2e} \approx 2 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2$, т.е. в два раза меньше теоретического предсказания

Лондонов. Этот факт явился экспериментальным доказательством правильности микроскопической теории сверхпроводимости БКШ 1957 г.

Дальнейшую информацию о природе сверхпроводящего состояния, возможных механизмах сверхпроводимости и экспериментальных успехах на пути достижения высоких критических температур, а также о термодинамике сверхпроводящего перехода студенты получают в процессе самостоятельной работы с презентацией и при выполнении домашних задач.

В завершении работы студентам предлагается система заданий для самостоятельной работы. Результаты её выполнения учитываются в общем рейтинге по курсу «Физика твёрдого тела».

Задания для самостоятельной работы

1. Опишите основные экспериментальные факты, относящиеся к явлению сверхпроводимости.
2. Запишите уравнения Лондонов. В чём состоит их физический смысл?
3. Какова природа сверхпроводящего состояния согласно микроскопической теории Бардина – Купера – Шриффера? Не противоречит ли идея об образовании связанных электронных пар (пар Купера) закону Кулона? Дайте определение следующим понятиям:
 - а) пара Купера и виртуальные фононы;
 - б) функция распределения электронных пар и её отличие от функции Ферми – Дирака для электронов проводимости нормального металла;
 - в) длина когерентности;
 - г) энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника;
 - д) критическая температура сверхпроводящего перехода.
4. Установите связь лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник с квантом магнитного потока. Подумайте, как на этой основе можно экспериментально определить значение постоянной Планка h .

5. Установите связь кванта магнитного потока с мировыми константами:

а) постоянной тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c};$$

б) магнитным монополем

$$q_m = \frac{e}{2\alpha} = \frac{137}{2} e;$$

в) квантом сопротивления

$$R_1 = \frac{h}{e^2},$$

позволяющим проложить «мостик» к рассмотрению другого макроскопического квантового явления – квантового эффекта Холла, наблюдаемого в двумерном электронном газе в области низких температур и сильных магнитных полей.

6. Какова температурная зависимость следующих характеристик сверхпроводника:

а) напряжённости критического магнитного поля;

б) глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник;

в) энергетической щели?

7. Что такое высокотемпературная (ВТСП) и комнатотемпературная сверхпроводимость (КТСП)? Приведите примеры сверхпроводников с достаточно высокими значениями критической температуры сверхпроводящего перехода.

8. Изучите термодинамику сверхпроводящего перехода:

а) получите формулу для разности энтропий сверхпроводящего и нормального состояний ($S_s - S_n$) и на этой основе покажите, что $S_s < S_n$, т.е. сверхпроводящее состояние является более упорядоченным, чем нормальное;

б) покажите, что при $T = T_k$ переход между сверхпроводящим и нормальным состоянием происходит без поглощения или выделения скрытой теплоты, т. е. это фазовый переход второго рода;

в) переходы из нормального в сверхпроводящее состояние в магнитном поле при $T < T_k$ сопровождаются выделением скрытой теплоты, т.е. это фазовые переходы первого рода;

г) получите формулу Рутгерса для скачка теплоёмкости при $T = T_k$ в отсутствие магнитного поля, имеющего место при фазовом переходе второго рода.

9. Решить задачи из сборника задач Ф.Г. Серовой и А.А. Янкиной:

8.3; 8.9; 8.16; 8.22; 8.25.

10. В рамках установления взаимосвязи со школьным курсом физики подготовьте небольшой проект изучения сверхпроводимости как макроскопического квантового явления для учащихся 10-11 классов.

3.2 Методика проведения научной конференции для школьников «Гигантские кванты»

Тип урока: изучения новой темы.

Форма проведения: конференция.

Цели урока:

Образовательные:

–изучить явление сверхпроводимости и основные экспериментальные факты;

–рассмотреть области применения явления сверхпроводимости;

–изучить квантование магнитного потока в сверхпроводниках;

Развивающие:

–развить интерес к изучаемому предмету;

–содействовать развитию умения самостоятельно приобретать знания;

Воспитательные:

–формирование физической картины мира;

–воспитание уважения к собеседнику.

Оборудование: проектор.

При подготовке к конференции важно создать атмосферу ожидания интересного события, сопричастности к замечательным достижениям науки. Учащиеся готовят эмблемы участников конференции и пригласительные билеты для запланированных гостей.

Ход урока:

I. Организационный момент

Этот этап урока включает в себя: взаимное приветствие учителя и учащихся, определение отсутствующих, а также проверку внешнего состояния кабинета физики и проверку подготовленности учащихся к уроку.

II. Формирование новых понятий

Учитель: На сегодняшнем уроке-конференции мы заслушаем доклады, связанные с явлением сверхпроводимости. По ходу урока учащиеся делают записи в тетрадях. Докладчик сам решает, что следует записать в тетрадь. Все доклады сопровождаются презентациями, подготовленными докладчиками.

План конференции:

Доклад №1 «История открытия явления сверхпроводимости. Основные экспериментальные факты».

Доклад №2 «Области применения явления сверхпроводимости».

Доклад №3 «Квантование магнитного потока в сверхпроводниках».

Все доклады представляют ученики 10 класса.

По ходу выступления учащиеся конспектируют основные моменты себе в тетрадь.

Литература для подготовки к конференции:

1. Мякишев Г. Я. Физика. Электродинамика, 10-11 классы. Профильный уровень / Г.Я. Мякишев, А.З. Сияков, Б.А. Слободсков. – Москва: Дрофа, 2019. – 409 с.

2. Гинзбург В.Л. Сверхпроводимость / В.Л. Гинзбург, Е.А. Андришин. – Москва: Альфа-М, 2006. – 110 с.

3. Гинзбург В.Л. Применение слабой сверхпроводимости–
скивды (Учёные – школьнику) / В.Л. Гинзбург, Е.А. Андрюшин. –
Москва: Педагогика, 1990. – 112 с.

4. Кресин В. З. Гигантские кванты / В.З. Кресин // Квант, 1975. – №
7. С. 21 – 29.

5. Кресин В.З. Природа сверхпроводимости / В.З. Кресин // Квант,
1973. - № 11. – с. 2 – 10.

6. Мняен М.Г. Сверхпроводники в современном мире / М.Г. Мняен. –
Москва: Просвещение, 1991. – 160 с.

III. Закрепление

В качестве закрепления пройденного материала в конце урока
учащимся предлагается викторина. Она включает в себя 9 вопросов, 8 из
которых с вариантами ответами, а последний вопрос требует развернутого
ответа. Учащиеся дают ответ только после поднятой руки.

Вопросы викторины:

1. Явление сверхпроводимости было открыто в ...

- а) античности;
- б) середине XIX в.;
- в) 1911 г.;
- г) 1969 г.

2. Явление сверхпроводимости открыл ...

- а) А. Эйнштейн;
- б) Э. Резерфорд;
- в) Х. Каммерлинг – Оннес;
- г) Л. Ландау.

3. Впервые сверхпроводимость была обнаружена в ...

- а) ртути;
- б) меди;
- в) ниобии;
- г) уране.

4. Явление сверхпроводимости заключается в том, что носители заряда в проводнике ...

- а) отсутствуют;
- б) неподвижны;
- в) движутся без потерь энергии;
- г) движутся с излучением энергии.

5. Если в сверхпроводящем кольце создать ток, а потом поместить кольцо над постоянным магнитом так, чтобы магнитное поле этого тока противодействовало магнитному полю магнита, то кольцо ...

- а) упадёт на магнит;
- б) притянется к магниту;
- в) начнёт вращаться;
- г) зависнет над магнитом.

6. В современном мире сверхпроводимость используется ...

- а) в сквидах;
- б) в жидкокристаллических дисплеях;
- в) в автомобильных двигателях;
- г) при выплавке металлов.

7. В настоящее время сверхпроводимость объясняется в рамках теории ...

- а) Э. Резерфорда;
- б) Н. Бора;
- в) П. Капицы;
- г) Бардина – Купера – Шриффера.

8. Теория сверхпроводимости базируется на ...

- а) законах классической механики;
- б) теории относительности;
- в) теории фотоэффекта;
- г) идее о куперовских парах.

Ответы на вопросы:

1	2	3	4	5	6	7	8
В	В	А	В	Г	А	Г	Г

Как уже было сказано выше, 9 вопрос подразумевает развернутый ответ, поэтому на него нет вариантов ответа.

9.В чём заключается явление макроскопического квантования в сверхпроводниках?

Ответ: Движение электронов по сверхпроводящему кольцу макроскопических размеров подобно движению электрона по атомным орбитам, однако реализуется в макроскопических масштабах.

IV.Подведение итогов конференции

На этом этапе все учащиеся сдают тетради с конспектами. После проверки учитель всем выставляет оценки в журнал. Дополнительные оценки получают докладчики, а также школьники, которые активно отвечали на вопросы викторины.

Выводы по главе 3

Изложены методические разработки по изучению явления сверхпроводимости для студентов и школьников. Разработана компьютерная лабораторная работа и научная конференция, открывающая путь к пониманию сверхпроводимости как макроскопического квантового эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения данной выпускной квалификационной работы было изучено явление сверхпроводимости. Рассмотрены теоретические основы этого явления, а именно: физическая сущность

сверхпроводимости, феноменологическая теория Лондонов, микроскопическая теория Бардина – Купера – Шриффера, а также проблема высокотемпературной сверхпроводимости, являющаяся в настоящее время одной из насущных проблем современной физики.

При выполнении практической части разработана компьютерная лабораторная работа «Сверхпроводимость» для студентов педагогического университета, которая будет в дальнейшем использоваться в курсе теоретической физики.

Для учащихся общеобразовательных учреждений разработана методика проведения научной конференции «Гигантские кванты». Мы считаем, что реализация такой формы проведения урока, как научная конференция, способствует не только формированию навыков научной деятельности у участников конференции, но и формированию познавательного интереса учеников к физике.

Таким образом, цель данной выпускной квалификационной работы достигнута, поставленные задачи выполнены. В ходе выполнения работы удалось проследить развитие исследований в области сверхпроводимости на протяжении её 110-летней истории и внести посильный вклад в развитие представлений о методике изучения сверхпроводимости.

По материалам выпускной квалификационной работы сделан доклад на научной конференции в рамках Универсиады студенческой науки ЮУрГГПУ (апрель 2022 г.) и подготовлена к публикации научная статья для сборника «Актуальные проблемы среднего и высшего образования».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1.Абрикосов А.А. Основы теории металлов / А.А. Абрикосов. – Москва: Физматлит, 2010. –600 с.–ISBN978-5-9221-1097-6.

2.Боголюбов Н.Н.Собрание научных трудов. Т. 8: Теория сверхтекучести бозе- и ферми-систем 1946 –1992 /Н.Н. Боголюбов // ред. Н.М. Плакида, А.Д. Суханов. – Москва: Наука, 2007.–642 с.–ISBN 978-5-02-035723-5.

3.Боголюбов Н.Н.Новый метод в теории сверхпроводимости/ Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. – Москва: Изд-во АН СССР, 1958. –128 с.

4.Вонсовский С.В. О Сверхпроводимости электронной системы с синглетными и триплетными парами / С.В. Вонсовский, М.С. Свирский // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46, вып. 5. – С. 1620 – 1631.

5.Гейзенберг В. Физика и философия. Часть и целое / В. Гейзенберг. – М.: Наука, 1990. – 400 с.–ISBN5-02-012452-9.

6.Гинзбург В.Л. Сверхпроводимость/ В.Л. Гинзбург, Е.А. Андрюшин. – Москва: Альфа-М,2006. –110 с.–ISBN 5-98281-088-6.

7.Гинзбург В.Л. Применение слабой сверхпроводимости – сквиды (Учёные – школьнику)/ В.Л. Гинзбург, Е.А. Андрюшин.– Москва: Педагогика, 1990. –112 с.–ISBN 5715503051.

8.Горяинова С.М. Электродинамика. Курс лекций в 2 ч. Часть 1 /С.М. Горяинова, Л.М. Свирская. – Челябинск:ЮУрГГПУ, 2019. – 207 с.–ISBN 978-5-907210-33-2.

9.Горяинова С.М. Электродинамика. Курс лекций в 2 ч. Часть 2 /С.М. Горяинова, Л.М. Свирская. – Челябинск: ЮУрГГПУ, 2020. – 213 с.–ISBN 978-5-907409-25-5.

10.Киселёв В.В. Квантовая макрофизика / В.В. Киселёв. – Екатеринбург: УрО РАН, 2010. – 356 с. (Научно-образовательная серия «Физика конденсированных сред»; 4). –ISBN 978-5-7691-2145-2.

11. Ковригина Л.А. Сравнительный анализ процессов электропроводности в нормальных и сверхпроводящих металлах в курсе «Физика твёрдого тела» / Л.А. Ковригина, Л.М. Свирская // Усовские чтения. Материалы XX международной научно-практической

конференции «Методология и методика формирования научных понятий у учащихся школ и студентов вузов». Часть I. – Челябинск: Край Ра, 2013. – С. 146 – 148. –ISBN 978-5-905251-40-5.

12. Кресин В.З. Природа сверхпроводимости / В.З. Кресин // Квант, 1973. - № 11. – с. 2 – 10.

13. Кресин В. З. Гигантские кванты / В.З. Кресин // Квант, 1975. – № 7. С. 21 – 29.

14. Кресин В. З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть/ В.З. Кресин. – Москва: Наука, 1978. – 187 с.

15. Мнелян М.Г. Сверхпроводники в современном мире / М.Г. Мнелян. – Москва: Просвещение, 1991. – 160 с.–ISBN 5-09-001845-6.

16. Мякишев Г. Я. Физика. Электродинамика, 10-11 классы. Профильный уровень / Г.Я. Мякишев, А.З. Синяков, Б.А. Слободсков. – Москва: Дрофа, 2019. – 409 с.–ISBN 9785040768899.

17. Об утверждении федерального государственного образовательного стандарта высшего образования: приказ Министерства образования и науки РФ от 22.02. 2018 N 125 (ред. с изменениями № 1456 от 26.11.2020; 26.11. 2020; 08.02. 2021) – бакалавриат по направлению подготовки 44.03.05 Педагогическое образование (с двумя профилями подготовки).–

URL:https://fgosvo.ru/uploadfiles/FGOS%20VO%203++/Bak/440305_B_3_15062021.pdf (дата обращения 12.06.2022).

18. Петухов Н.А. Изучение явления сверхпроводимости в курсе электродинамики / Н.А. Петухов, Л.М. Свирская // Методика преподавания математических и естественно-научных дисциплин. Современные проблемы и тенденции развития. Материалы VIII Всероссийской научно-практической конференции. Омск, 30 июня 2021 г. – Омск: Изд-во Ом. гос. ун-та, 2021. – С. 276 – 280.<https://omsu.ru/science/materialy-konferentsiy/2021/index.php> (дата обращения 30.05.2022).

19. Свирская Л.М. Квантовая механика. Курс лекций в 2 ч. Ч. I / Л.М. Свирская. – Челябинск, ЮУрГГПУ, 2018. – 270 с. – ISBN 978-91155-062-2.

20. Свирская Л.М. Квантовая механика. Курс лекций в 2 ч. Ч. II / Л.М. Свирская. – Челябинск: ЮУрГГПУ, 2018. – 184 с. – ISBN 978-91155-063-9.

21. Свирская Л.М. Состояние высокой проводимости в системах с пониженной размерностью / Л.М. Свирская. – Вестник ЮУрГУ, серия «Математика, механика, физика». - № 6. – 2012. – С. 109 – 119. – ISBN 2409-6547.

22. Свирский М.С. Электронная теория вещества / М.С. Свирский. – Москва: Просвещение, 1980. – 288 с.

23. Сивухин Д. В. Сверхпроводники и их магнитные свойства / Д.В. Сивухин // Общий курс физики. – Москва: Наука, 1977. – Т. III. Электричество. – С. 333, § 80. – 688 с.

24. Тилли Д. Р. Сверхтекучесть и сверхпроводимость / Д. Р. Тилли, Дж. Тилли. – Москва: Мир, 1977. – 304 с.

25. Управление состояниями в сверхпроводниковых квантовых процессорах / В.А. Вожаков, М.В. Бастракова, Н.В. Кленов [и др.] // УФН, 2022. – Т. 192. – № 5. С. 457 – 476.

26. Усова А.В. Психолого-дидактические основы формирования у учащихся научных понятий / А.В. Усова. – Челябинск: ЧГПУ, «Факел», 2000.

27. Усольцев А.П. Определение и достижение необходимого минимума предметных знаний и умений будущего учителя физики / А.П. Усольцев, Е.П. Антипова // Современное образование и педагогическое наследие академика А.В. Усовой: сборник материалов международной научно-практической конференции, Челябинск 4-5 окт. 2021 г.: в 2-х ч. Ч. I / ред. О.Р. Шефер и И.И. Беспаль. – Челябинск: Край Ра, 2021. – С. 293 – 297. – ISBN 978-5-6046595-5-7.

28. Федеральный государственный образовательный стандарт основного среднего образования. –

URL:file:///C:/Users/%D0%AF/Desktop/FGOS_soo____17_05_2012_№_413.pdf (дата обращения 11.06.2022).

29. Федеральный закон Российской Федерации от 29.12.2012 г. № 273-ФЗ «Об образовании в Российской Федерации» (ред. от 16.04.2022). – URL:https://legalacts.ru/doc/273_FZ-ob-obrazovanii/ (дата обращения 12.06.2022).

30. Физика: учеб. пособие для 10 класса школ и классов с углубленным изучением физики / О.Ф. Кабардин, В.А. Орлов, Э.Е. Эвенчик [и др.]. – Москва: Просвещение, 2021. – 416 с.: ил. – ISBN978-5-09-077598-4.

31. Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: Учеб. пособие для вузов / Ю. М. Ципенюк. – Москва: Высшая школа, 1996. – 235 с. – ISBN5-89155-008-3.

32. Шефер О.Р. Модель управления деятельностью обучающихся по освоению основной образовательной программы средствами комплексных задач / О.Р. Шефер // Актуальные проблемы развития среднего и высшего образования: межвуз. сб. науч. тр. / ред. О.Р. Шефер. – Вып. XV – Челябинск: КрайРа, 2019. – С.7 – 29. – ISBN978-5-6041956-8-0.

33. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников / В.В. Шмидт. – Москва: МЦНМО, 2000. – 398 с. – ISBN 5-90916-68-5.

34. Bardeen J. Theory of superconductivity / J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer // Phys. Rev., 1957. – V.108. – P. 1175 – 1204.

35. Bednorz J.G. Possible high T_c superconductivity in the Ba–La–Cu–O system / J.G. Bednorz, K.A. Müller // Z. Phys. B – Condensed Matter, 1986. – V. 64. – P. 189-193.

36. Kamerlingh Onnes H. Further Experiments with Liquid Helium. D. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metals at very low Temperatures, etc. V. The Disappearance of the resistance of mercury / H. Kamerlingh Onnes // Communications Leiden. – 1911. – P. 81– 83.

37. Ogg R.O. Bose-Einstein condensation of trapped electron pairs / R.O. Ogg //Phys. Rev.,1946. – V. 69. – P.243-244.

38. Drozdov A.P. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system / A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov, S. I. Shylin // Nature. – 2015. – doi:10.1038/nature14964.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЙ ФИЗИКИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

В изучении физики многих явлений, как правило, можно выделить два основных этапа: феноменологический и микроскопический.

Феноменологический (т.е. описательный) этап базируется на совокупности экспериментальных фактов и формулирует феноменологические уравнения, позволяющие лишь описывать эти факты без объяснения их природы.

Микроскопический этап связан с построением теории, вскрывающей природу изучаемого явления.

Именно такой путь демонстрирует явление сверхпроводимости, в изучении которого отчётливо проявляются два этих этапа, позволяющих проследить эволюцию основных понятий данного раздела физики конденсированного состояния.

Физике сверхпроводимости посвящен ряд книг и журнальных статей, адресованных школьникам [6; 7; 12-15]). Рассматриваемые там явления и эффекты требуют очень хорошего знания физики, лежащей в их основе. Для понимания явления сверхпроводимости необходимо изучение двух фундаментальных физических теорий – классической электродинамики Максвелла и квантовой механики. Первая даёт основу для описания сверхпроводящего состояния на феноменологическом уровне, вторая позволяет вскрыть природу явления сверхпроводимости на уровне микроскопической теории. Вся необходимая база для классического описания создаётся в рамках курса электродинамики [8; 9], а последовательное квантово-механическое описание явления сверхпроводимости опирается на курс квантовой механики [19; 20]. Синтез феноменологического и микроскопического подходов с учётом положений квантовой статистической физики в описании сверхпроводимости осуществляется в рамках курса «Физика твёрдого тела», представляющего собой редуцированный вариант более фундаментального курса «Электронная теория вещества» [22]. В результате изучения раздела «Сверхпроводимость» должно быть сформировано понимание физики

сверхпроводимости как квантового явления, существенно отличающегося по своим свойствам как от проводимости нормальных металлов [1; 11], так и от состояния высокой проводимости, характерного для низкоразмерных систем[21].

В рамках феноменологического этапа длительностью 46 лет, который простирается от момента открытия явления сверхпроводимости в 1911 г. до 1957 г., когда была создана первая микроскопическая теория сверхпроводимости, необходимо выделить следующие понятия:

1. Идеальная проводимость, заключающаяся в возможности протекания электрического тока по проводнику без всякого сопротивления.
2. Идеальный диамагнетизм (или эффект Мейсснера – Оксенфельда), который состоит в выталкивании магнитного поля из сверхпроводника.
3. Лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник – расстояние, на котором магнитное поле ослабевает в *e* раз.
4. Критическая температура сверхпроводящего перехода – температура, при которой происходит фазовый переход из нормального в сверхпроводящее состояние.
5. Изотопический эффект – зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от массы изотопов одного и того же сверхпроводящего элемента.

Первые три понятия формируются в рамках классической феноменологической теории братьев Ф. и Г. Лондонов (1935 г.). По существу эта теория является электродинамикой сверхпроводящего состояния, основанной на классической максвелловской электродинамике.

Следующий этап в развитии теории сверхпроводимости связан с квантовой феноменологической теорией Гинзбурга –Ландау (1950 г.). Она явилась результатом развития общей теории фазовых переходов II рода, построенной Ландау в 1937 г., и явилась удачным синтезом термодинамики, электродинамики и квантовой механики.

Создание в 1957 г. микроскопической теории Бардина –Купера – Шриффера [34] привело к пониманию механизма низкотемпературной сверхпроводимости и, вместе с тем, к формированию новых понятий. К их числу относятся:

1. Куперовские пары – пары электронов с равными по величине и противоположно направленными импульсами и спинами.
2. Виртуальные фононы – квазичастицы, обеспечивающие притяжение электронов в куперовской паре, находящихся вблизи поверхности Ферми металла.
3. Энергетическая щель в спектре одночастичных возбуждений сверхпроводника – минимальная энергия, необходимая для того, чтобы вырвать из куперовской пары один электрон.
4. Бозе-конденсат куперовских пар – основное состояние заряженной электронной «жидкости», при котором макроскопическое число пар Купера находится в низшем квантовом состоянии.
5. Функция распределения электронных пар в сверхпроводнике – вероятность заполнения квантовых состояний в пространстве волновых векторов с учётом спаренного состояния электронов.

Таким образом, переход от феноменологического этапа к микроскопическому привёл к смене понятия о токоносителях: за сверхпроводимость ответственны не отдельные (индивидуальные) электроны, а квазичастицы, подчиняющиеся статистике Бозе –Эйнштейна (а более строго – промежуточной квантовой статистике Дженгиле).

Начиная с 1964 г., в связи с формулировкой проблемы высокотемпературной сверхпроводимости появились новые понятия:

1. Высокотемпературная (ВТСП) и комнатотемпературная сверхпроводимость (КТСП).
2. Нефононные механизмы сверхпроводимости, в которых образование куперовских пар обеспечивается посредством испускания и поглощения других виртуальных частиц (экситоны, волны возбуждения

мультиплетности и другие). При обсуждении этого вопроса следует подчеркнуть значительный вклад крупных уральских физиков-теоретиков С.В. Вонсовского и М.С. Свирского в развитие теории ВТСП [4].

Таким образом, изучение явления сверхпроводимости подтверждает правильность замечания Вернера Гейзенберга (одного из создателей квантовой механики), о том, что эволюция физики – это эволюция понятий [5].

Ступени изучения понятий физики сверхпроводящего состояния схематически представлены на рис. 8. У «подножия» этой схемы находятся экспериментальные факты. Восхождение к вершинам физики сверхпроводимости связано с освоением фундаментальных разделов курса «Основы теоретической физики»: классической электродинамики, квантовой механики и квантовой статистики. На этой основе формируются понятия физики сверхпроводимости сначала в рамках феноменологических теорий, а затем осуществляется переход к микроскопическому пониманию природы этого явления в рамках дисциплины «Физика твёрдого тела». На базе микроскопической картины формируются представления о возможных механизмах высокотемпературной сверхпроводимости, что позволяет познакомить студентов с понятиями современной физики сверхпроводящего состояния.



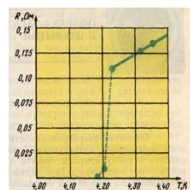
Рисунок 8 – Ступени изучения понятий физики сверхпроводимости

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

КОМПЬЮТЕРНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

«СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ»

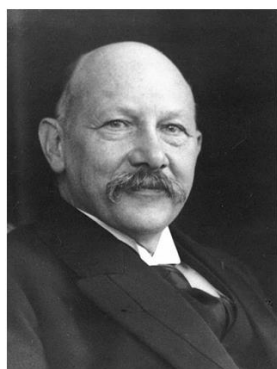
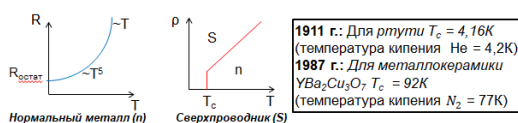
Лабораторное занятие «Сверхпроводимость»



Введение

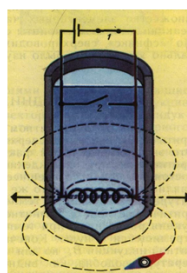
- Явление сверхпроводимости открыл в 1911 г. Камерлинг – Оннес (Голландия, Лейденская лаборатория) при изучении электропроводности ртути.
- **Сверхпроводимость** – это исчезновение электросопротивления ($R=0$) при конечных, отличных от нуля температурах.

При $T \leq T_c$ – S фаза, при $T \geq T_c$ – n фаза



Heike Kamerlingh Onnes
Камерлинг – Оннес
(1853 – 1926)
Нидерланды
Нобелевская премия
1913 г.

Схема эксперимента (Камерлинг – Оннес 1914г.)



Катушку из свинцового провода опускают в криостат – устройство для проведения опытов при низких температурах. В начале опыта ключ 1 замкнут, а 2 разомкнут. Охлаждаемая гелием катушка находится в сверхпроводящем состоянии. При этом ток, идущий по катушке, создавал вокруг нее магнитное поле, которое легко обнаруживалось по отклонению магнитной стрелки, расположенной вне криостата. Затем ключ 2 замыкается, а ключ 1 размыкается, так что теперь сверхпроводящая обмотка оказалась замкнутой накоротко. Стрелка оставалась отклоненной, что указывало на наличие тока в катушке, уже отсоединенной от источника тока.

Задания к лабораторной работе

Задание 1

Задание 2

Задание 3

Задание 4

Задание 5

Задание 1. Используя II закон Ньютона и выражение для плотности электрического тока, получить ускорительное уравнение (*l* уравнение Лондонов), когда электросопротивление отсутствует ($R = 0$), а напряженность электрического поля равна $\vec{\epsilon}$.

Теория Лондонов

- Первую феноменологическую теорию сверхпроводимости построили в 1935 г. Фриц и Гейнц Лондоны.
- Теория Лондонов описывает электродинамику сверхпроводников.

Решение:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{\varepsilon}$$

$$\vec{j} = en\vec{v} \Rightarrow \vec{v} = \frac{\vec{j}}{en}; \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{en} \frac{d\vec{j}}{dt}$$

$$\Rightarrow \frac{m}{en} \frac{d\vec{j}}{dt} = e\vec{\varepsilon} \Rightarrow \boxed{\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{\varepsilon}}$$

Полученное уравнение является I уравнением Лондонов или ускорительным уравнением, где n_s – концентрация электронов в сверхпроводнике.
Физический смысл I уравнения Лондонов: описывает идеальную проводимость ($R = 0, \lambda \rightarrow \infty$).

В случае нормального металла ($R \neq 0$) выполняется закон Ома $\vec{j} = \lambda \vec{\varepsilon}$ и имеет место диссипативный процесс – выделение джоулевого тепла, нагревание проводника при прохождении электрического тока. При этом

$$t \rightarrow -t, \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \rightarrow -\vec{v}, \vec{j} \rightarrow -\vec{j}$$

В случае сверхпроводника I уравнение Лондонов инвариантно относительно операции обращения времени ($t \rightarrow -t$).

$$\frac{d\vec{j}}{dt} \rightarrow \frac{d(en\vec{v})}{d(-t)}; \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \rightarrow \frac{d\vec{r}}{d(-t)} = -\vec{v}$$

$$\frac{d\vec{j}}{dt} \rightarrow \frac{en d(-\vec{v})}{d(-t)} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{j}}{dt}$$

Левая часть уравнения I не меняется, правая – тоже.

Т.е. уравнение I описывает бездиссипативный процесс; отсутствуют джоулевы потери (закон Джоуля – Ленца не работает).

В опытах Коллинза (1959 г.) сверхпроводящий ток циркулировал по кольцу 2,5 года!

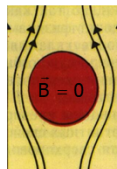
$$\boxed{R = 0}$$



Задание 2. Используя I уравнение Лондонов и II уравнение Максвелла получить II уравнение Лондонов для $\text{rot } \vec{j}_s$ с учётом эффекта Мейсснера – Оксенфельда.

Эффект Мейсснера

Эффект Мейсснера был открыт в 1933 г. Это явление выталкивание магнитного поля из сверхпроводника. Силовые линии магнитного поля обтекают СП, практически не проникая в образец при $T < T_c$ и $B < B_c$.



Решение:

$$\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{ne^2}{m} \vec{\varepsilon} \text{ (I уравнение Лондонов)}$$

$$\text{rot } \vec{\varepsilon} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \text{ (II уравнение Максвелла)}$$

Возьмём ротор от первого уравнения Лондонов:

$$\text{rot } \frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{ne^2}{m} \text{rot } \vec{\varepsilon}$$

Затем применим в правой части второе уравнение Максвелла и умножим обе части уравнения на dt . После этого проинтегрируем по времени:

$$\text{rot } \vec{j}_s = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B} + \text{const.}$$

Выберем постоянную интегрирования в глубине образца, где согласно эффекту Мейсснера магнитное поле отсутствует, т.е. можно положить

$$\text{const} = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B}_0 = 0.$$

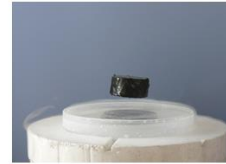
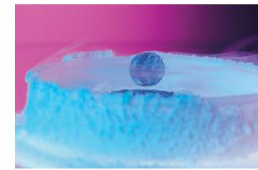
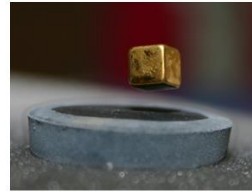
Поскольку это константа, то и в остальных точках сверхпроводника её можно положить равной нулю. Окончательно получим следующее уравнение:

$$\text{rot} \vec{j}_s = -\frac{ne^2}{mc} \vec{B}$$

Это и есть **второе уравнение Лондонов**.

Физический смысл: второе уравнение Лондонов описывает *идеальный диамагнетизм*, т.е. эффект Мейсснера – Оксенфельда. Он обусловлен *поверхностными диамагнитными токами, индуцированными внешним магнитным полем*.

Необходимо обратить внимание на знак минус в правой части уравнения: направление циркуляции тока следует выбрать таким, чтобы создаваемое им магнитное поле было направлено навстречу внешнему полю.



Задание 3. Используя I и III уравнения Максвелла для постоянного во времени поля, а также II уравнение Лондонов, получить дифференциальное уравнение для магнитной индукции \vec{B} и определить глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Решение:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I уравнение Максвелла})$$

Здесь $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$ (нет тока смещения согласно условию задачи)

$$\text{В случае магнитной среды } \text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}.$$

Действительно, ток намагничивания $\vec{j}_m = -c \text{rot} \vec{M}$, где \vec{M} – намагниченность.

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} (\vec{j} + \vec{j}_m) = \frac{4\pi}{c} \vec{j} - 4\pi \text{rot} \vec{M}, \\ \text{rot} (\vec{H} + 4\pi \vec{M}) &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} \rightarrow \text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \rightarrow \vec{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \vec{B}. \end{aligned}$$

Для сверхпроводящего тока

$$\begin{aligned} \vec{j}_s &= \frac{c}{4\pi} \text{rot} \vec{B}, \\ \text{rot} \vec{j}_s &= \frac{c}{4\pi} \text{rot} \text{rot} \vec{B} = \frac{c}{4\pi} (\text{grad} \text{div} \vec{B} - \nabla^2 \vec{B}), \\ \text{div} \vec{B} &= 0 \quad (\text{III уравнение Максвелла}), \\ \text{rot} \vec{j}_s &= -\frac{c}{4\pi} \nabla^2 \vec{B}. \end{aligned}$$

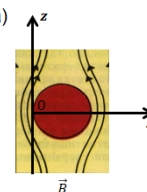
Учтём II уравнение Лондонов:

$$-\frac{ns e^2}{mc} \vec{B} = -\frac{c}{4\pi} \nabla^2 \vec{B} \quad \text{или} \quad \nabla^2 \vec{B} = \frac{4\pi ns e^2}{mc^2} \vec{B}.$$

Пусть $B_x = 0, B_y = 0, B_z = B_z(x)$ (это соответствует эффекту Мейсснера)

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_z(x)}{\partial z^2} = \frac{4\pi ns e^2}{mc^2} B_z(x)$$

$$\frac{\partial^2 B_z(x)}{\partial z^2} = \gamma^2 B_z(x), \quad \text{где } \gamma^2 = \frac{4\pi ns e^2}{mc^2}$$



Решение этого уравнения:

$$B_z(x) = e^{-\gamma x},$$

где γ имеет размерность обратной длины $\gamma = \frac{1}{\lambda_L}$, λ_L – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

$$B_z(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}} \quad \lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}}$$

$$\lambda_L \approx \sqrt{\frac{10^{-27} * (3 * 10^{10})^2}{12 * 10^{22} * (4,8 * 10^{-10})^2}} \approx 10^{-5} \text{ см}$$

При $x = \lambda_L$ магнитное поле ослабевает в e раз.

Задание 4. Для выбранного Вами сверхпроводника (см. таблицу Менделеева) рассчитайте лондоновскую глубину проникновения магнитного поля. При вычислении концентрации электронов используйте данные для плотности образца.

Здесь имеется в виду связь концентрации и плотности:

$$n = \rho \frac{N_A}{\mu}$$

Сверхпроводники I и II рода

I рода

При $H \sim H_c$ – промежуточное состояние (расслоение на s и n области)

II рода

При $H_{c1} < H < H_{c2}$ – вихри Абрикосова

Смешанное состояние

Конфигурация силовых линий магнитного поля

1952г. А.А. Абрикосов

При частичном проникновении магнитного поля в толщу сверхпроводящего образца электроны под действием силы Лоренца начинают двигаться по окружностям, образуя своеобразные вихри – абрикосовские вихри. В результате сверхпроводящий образец оказывается пронизан вихревыми нитями, представляющими собой тонкие несверхпроводящие области цилиндрической формы, ориентированные в направлении силовых линий магнитного поля. По этим нитям-цилиндрам магнитное поле проникает в сверхпроводник.

Задание 5. В сверхпроводящее кольцо магнитный поток проникает квантами. Оценить величину кванта магнитного потока.

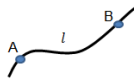
$\Phi_0 = ?$

Решение:

Волновая функция электронов

$$\Psi = \Psi_0 * e^{i\vec{p}\vec{r}} = \Psi_0 e^{i\varphi}, \text{ где } \varphi - \text{фаза.}$$

Для произвольного контура l – разность фаз в точках А и В.



$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{\hbar} \int P_l dl.$$

Условие однозначности волновой функции в кольце:

$$\Psi(\varphi) = \Psi(\varphi + 2\pi), \text{ т.е. } \varphi_B - \varphi_A = 2\pi n$$

$\frac{1}{\hbar} \int P_l dl = 2\pi n$; $P_l dl = \hbar n$, но это по существу есть условие квантования круговых орбит в теории Бора!

Т.е. движение электронов в сверхпроводнике – это движение по гигантским боровским орбитам.

При наличии магнитного поля количество движения $m\vec{v}$ и импульс \vec{p} связаны равенством:

$$m\vec{v} = \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}, \text{ где } \vec{A} - \text{векторный потенциал магнитного поля,}$$

$$\vec{p} = m\vec{v} + \frac{e}{c} \vec{A}.$$

В проекции на замкнутый контур L :

$$m \oint_L v_l dl + \frac{e}{c} \oint_L A_l dl = \hbar n$$

$$v = \frac{j_s}{en}, \text{ но } j_s = 0 \text{ в глубине сверхпроводника.}$$

$$\text{Поэтому } \frac{e}{c} \oint_L A_l dl = \hbar n.$$

$$\text{По теореме Стокса: } \oint_L A_l dl = \int_S \text{rot}_n \vec{A} ds.$$

$$\frac{e}{c} \int_S \text{rot}_n \vec{A} ds = \frac{e}{c} \int_S B_n ds = \frac{e}{c} \Phi = \hbar n$$

$$\Phi = n \frac{\hbar c}{e} - \text{флюксонид.}$$

Квант флюксонида: $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$

$$\Phi_0 = \frac{6,6 * 10^{-27} * 3 * 10^{10}}{4,8 * 10^{-10}} \approx 4 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2$$

В 1961г. Дивер и Фэрбенк экспериментально установили, что $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{2e} \approx 2 * 10^{-7} \text{ Гс} * \text{см}^2$, т.е. в два раза меньше теоретического предсказания Лондонов (1950г.).

Этот факт явился экспериментальным доказательством правильности микроскопической теории сверхпроводимости, которую построили в 1957г. Бардин, Купер и Шриффер (БКШ).

Теория БКШ



Дж. Бардин



Л. Купер



Дж. Шриффер

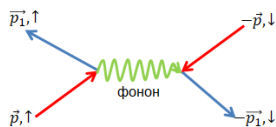
Согласно теории БКШ за СП отвечают не отдельные электроны, а электронные пары ($2e$).

Куперовские пары – это 2 электрона с равными по величине, но противоположно направленными импульсами и спинами.

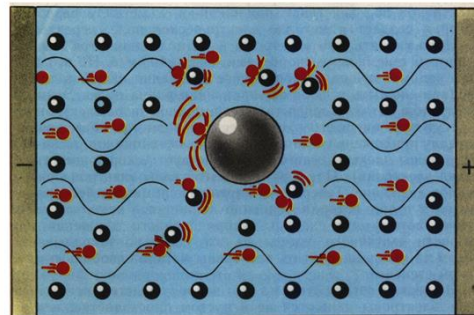
Эти пары возникают благодаря взаимодействию электронов через виртуальные фононы.

Пара электронов ($\vec{p}, \uparrow; -\vec{p}, \downarrow$) рассеивается в состояние ($\vec{p}_1, \uparrow; -\vec{p}_1, \downarrow$).

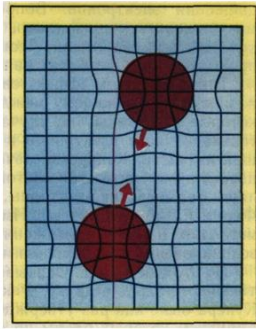
Фонон является промежуточным (виртуальным).



Протекание электрического тока через металл

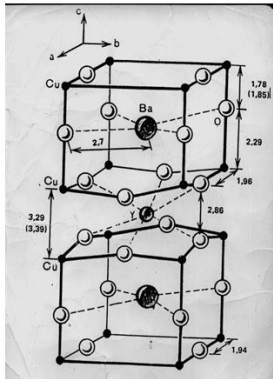
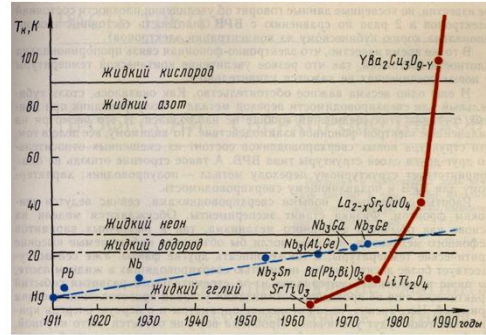


Притягивание электронов друг к другу



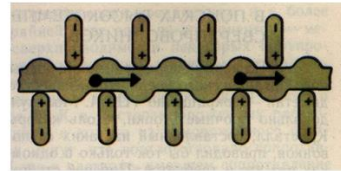
Когда один из электронов, движущихся в металле, проходит около положительно заряженных ионов, то он притягивает к себе, вызывая тем самым «сморщивание» решетки.

Новые сверхпроводники



Элементарная ячейка ВТСП – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

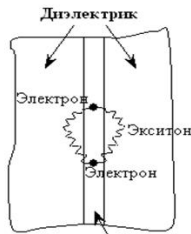
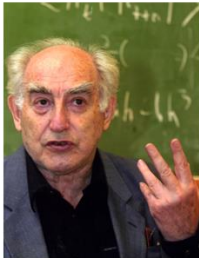
На пути к высоким критическим температурам сверхпроводящего перехода. Поиски нефононных механизмов сверхпроводимости



Квазиодномерная модель органического сверхпроводника (Литтл, 1964, США)

Экситонный механизм, $T_c = 2400 \text{ K}$

Модель сэндвича, В.Л. Гинзбург, 1964г., ФИАН, Москва



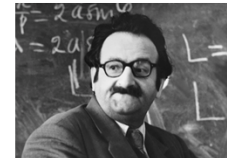
Металл
 $T_c = 150 \text{ K}$

М.С. Свирский – основоположник физики сверхпроводимости на Урале

Предсказал 2 новых механизма (1964г., Челябинск):

- 1) Обменный механизм (испускание и поглощение волн возбуждения мультиплетности).
- 2) Неупругое s-d рассеяние электронов проводимости.

Предсказанная критическая температура: 100K



В каком направлении вести поиски ВТСП?
Из статьи С.В. Вонсовского и М.С. Свирского, 1958 г.

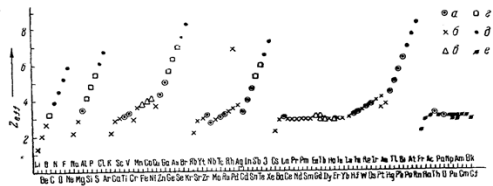
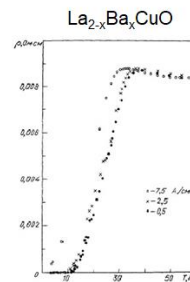


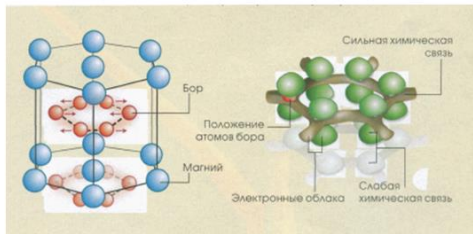
Рис. 1. Эффективные заряды атомных остатков для внешнего электрона, рассчитанные по методу Слэтера (*). а — сверхпроводники; б — не сверхпроводящие металлы; в — ферромагнетики; с — полупроводники; д — металлоиды; е — элементы, для которых не выделено принадлежат ли они к металлам или полупроводникам. Для Pt, Pd и Au верхние точки соответствуют данным (*), а нижние (*). У Tb верхняя точка соответствует (*), у Rb нижняя точка взята по (*) (стр. 276).

Экспериментальное открытие ВТСП (1986г.)



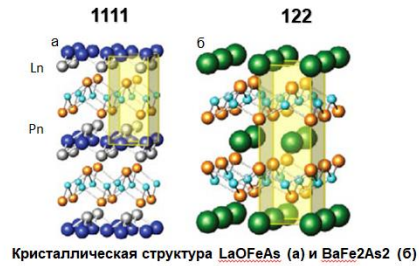
А. Мюллер и Г. Беднорц – лауреаты Нобелевской премии по физике 1987 г.

Диборид магния

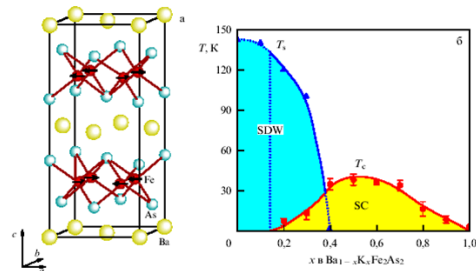
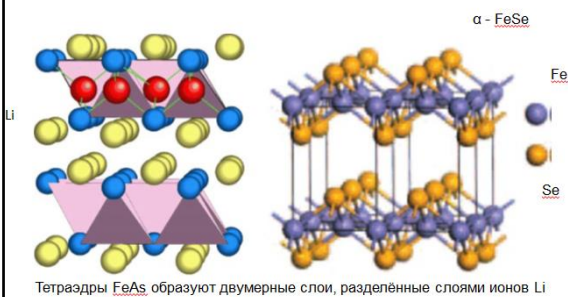


$$T_K = 40 \text{ K}$$

Оксипниктиды и арсениды

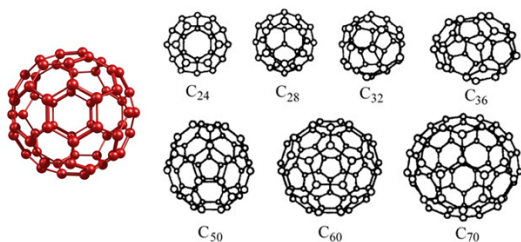


Кристаллическая структура LiFeAs



(а) Магнитная и кристаллическая структура BaFe₂As₂ в орторомбической ячейке.
(б) Фазовая диаграмма системы Ba_{1-x}K_xFe₂As₂.
T_s – температура антиферромагнитного упорядочения (и структурного перехода), T_c – температура сверхпроводящего перехода.

Фуллерены

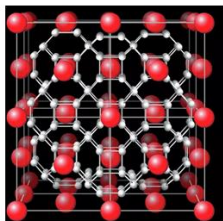


$$T_K > 40 \text{ K}$$

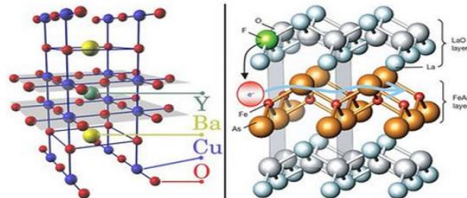
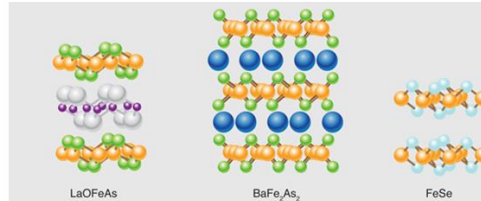
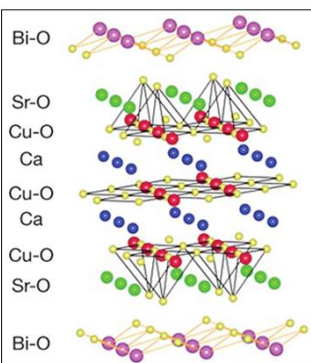
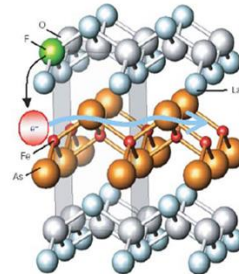
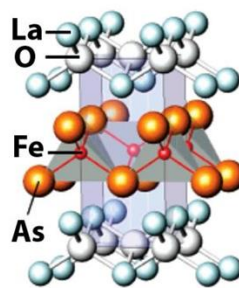
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ ВТСП

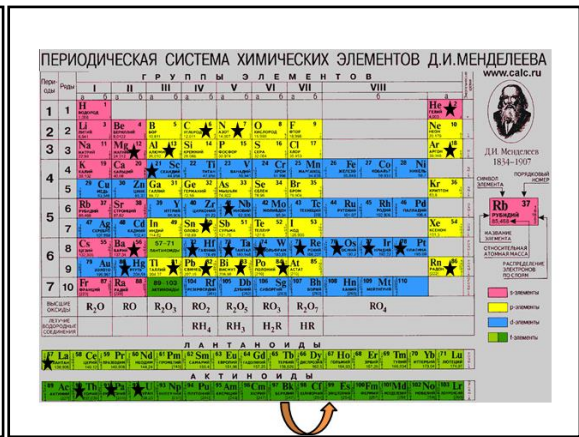
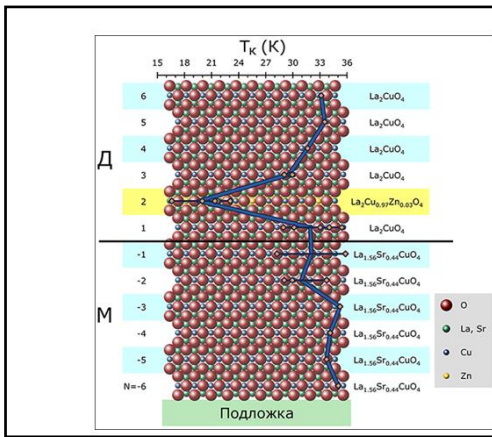
№	События	Системы	Tc
1.	Сентябрь 1986, Беднорц и Мюллер.	$\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}$	30
2.	Февраль 1987, Чу.	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	93
3.	1993, Антипов, Путилин (МГУ)	$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.4}$ (фаза 1223)	135 (164 при $P=360$ тыс. атм.)
4.	2001, Нагаматсу.	MgB_2	40
5.	2005, Као.	Металлические нанокластеры	150 (предсказано: 240)
6.	Октябрь 2008.	$\text{Sn}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	200
7.	Февраль 2008, Камихара.	Оксиарсениды (1111) FeOFeAs ($\text{Re}=\text{La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy}$)	56
8.	2008, Роттер.	Оксиарсениды (122) AFe_2As_2	38
9.	2010, Superconductors.org	$(\text{Th}_x\text{Ba})\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{13-x}$	264
10.	Декабрь 2014 (август 2015) М. Еремец, А. Дроздов, Майнц (Германия)	H_2S	-70°C (203K) 1.5 млн. атм. 150 ГПа

Рекорд 2018 г.:
супергидрид лантана LaH_{10}
под давлением почти 2 млн. атм.
переходит в сверхпроводящее
состояние
при -13°C (260 K).
(Возможен фоновый механизм
сверхпроводимости)



Алмазные наковальни
для сжатия вещества
до высоких давлений






Алюминий	Al
Температура плавления	660,37°C
Температура кипения	2519°C
Теплопроводность	221,5
Плотность	2,702 г/см ³
Открыт	Ганс Кристиан Эрстед
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристый
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ¹
Критическая температура сверхпроводящего перехода	1,175 K

Азот	N
Температура плавления	-209,86°C
Температура кипения	-195,8°C
Теплопроводность	0,244
Плотность	0,0012506 г/см ³
Открыт	Даниэль Резерфорд
Цвет в твёрдом состоянии	Бесцветный
Тип	Неметалл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ³
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 K


Аргон	Ar
Температура плавления	-189,2°C
Температура кипения	-185,7°C
Теплопроводность	0,01633
Плотность	0,0017824 г/см ³
Открыт	В. Рамзай, Д. Рэлей
Цвет в твёрдом состоянии	Бесцветный
Тип	Благородный газ
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 K

Барий	Ba
Температура плавления	725°C
Температура кипения	1897°C
Плотность	3,51 г/см ³
Открыт	Гемфри Дэви
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Щелочно-земельный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ⁰ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁰ 5f ⁰ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 K


Висмут	Bi
Температура плавления	271,3°C
Температура кипения	1560°C
Теплопроводность	8,41
Плотность	9,8 г/см ³
Открыт	Известен с глубокой древности
Цвет в твёрдом состоянии	Блестящий красновато-белый
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ³
Критическая температура сверхпроводящего перехода	6,154 K




Вольфрам	W
Температура плавления	3410°C
Температура кипения	5660°C
Теплопроводность	154,0
Плотность	19,3 г/см ³
Открыт	Файуто и Жан Эльяр
Цвет в твёрдом состоянии	Серовато-белый блестящий
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁴ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0,0154 K




Гафний	Hf
Температура плавления	2227°C
Температура кипения	4602°C
Теплопроводность	22,2
Плотность	13,2 г/см ³
Открыт	Д. Костер, Г. Хевеши
Цвет в твёрдом состоянии	Серо-стальной
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ² 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 K




Гелий	He
Температура плавления	-272,2°C
Температура кипения	-268,934°C
Теплопроводность	0,143
Плотность	0,0001787 г/см ³
Открыт	Вильям Рамзлей, Нильс Ленгет, П.Т. Клеве
Цвет в твёрдом состоянии	Бесцветный
Тип	Благородный газ
Орбитали	1s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 K



Иридий	Ir
Температура плавления	2410°C
Температура кипения	4130°C
Теплопроводность	148,0
Плотность	22,42 г/см ³
Открыт	С. Теннант, А.Ф. Форкори, Л. Н. Вакелин, Г. Коллет-Десколтильс
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁷ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0,14; 0,11 K



Лантан	La
Температура плавления	918°C
Температура кипения	3464°C
Теплопроводность	20,95
Плотность	6,7 г/см ³
Открыт	Карп Мозандер
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁰ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	4,88(альфа-фаза); T _c =6(бета-фаза)




Магний	Mg	Осмий	Os
Температура плавления	648,8°C	Температура плавления	3054°C
Температура кипения	1090°C	Температура кипения	5027°C
Теплопроводность	172,5	Теплопроводность	109,0
Плотность	1,738 г/см ³	Плотность	22,4 г/см ³
Открыт	Гемфри Дэви	Открыт	С. Теннант
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый	Цвет в твёрдом состоянии	Синевато-серый
Тип	Щелочно-земельный металл	Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ²	Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁵ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К	Критическая температура сверхпроводящего перехода	0,655 К


Платина	Pt	Полоний	Po
Температура плавления	1772°C	Температура плавления	254°C
Температура кипения	3827°C	Температура кипения	962°C
Теплопроводность	74,0	Плотность	9,4 г/см ³
Плотность	21,45 г/см ³	Открыт	Пьер Кюри, Мария Кюри
Открыт	Джиллис Скалигер	Цвет в твёрдом состоянии	Серебристый
Цвет в твёрдом состоянии	Серовато-белый	Тип	Металл
Тип	Переходный металл	Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁸ 5f ⁶ 6s ²
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁸ 5f ⁶ 6s ²	Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К		

Протактиний	Ra	Радон	Rn
Температура плавления	1600°C	Температура плавления	-71°C
Плотность	15,4 г/см ³	Температура кипения	-61,8°C
Открыт	Фридрих Содди, Дж. Кранстон, О. Ган, Л. Мейтнер	Плотность	0,00973 г/см ³
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-металлический	Открыт	Фридрих Эрнст Дорн
Тип	Редкоземельный	Цвет в твёрдом состоянии	Бесцветный
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ⁶ 6d ⁷ 7s ²	Тип	Благородный газ
Критическая температура сверхпроводящего перехода	1,4 К	Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ⁶
		Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К


Рений	Re
Температура плавления	3180°C
Температура кипения	5627°C
Теплопроводность	64,0
Плотность	21 г/см ³
Открыт	В. Ноддак, И. Тэки, Отто Берг
Цвет в твёрдом состоянии	Серовато-белый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ⁵ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	1,697 К




Ртуть	Hg
Температура плавления	-38,87°C
Температура кипения	356,58°C
Теплопроводность	7,91
Плотность	13,546 г/см ³
Открыт	Известна с глубокой древности
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	4,154 (альфа-фаза); T _c =3,949 (бета-фаза)К




Свинец	Pb
Температура плавления	327,502°C
Температура кипения	1740°C
Теплопроводность	35,5
Плотность	11,34 г/см ³
Открыт	Известен с глубокой древности
Цвет в твёрдом состоянии	Голубовато-белый
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	7,23 К



Скандий	Sc
Температура плавления	1541°C
Температура кипения	2830°C
Теплопроводность	15,5
Плотность	3 г/см ³
Открыт	Ларс Нильсон
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-желтый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹ 4s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К



Таллий	Tl
Температура плавления	303,5°C
Температура кипения	1457°C
Теплопроводность	38,9
Плотность	11,85 г/см ³
Открыт	Вильям Крукс
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ¹
Критическая температура сверхпроводящего перехода	2,39 К



Танталл	Ta
Температура плавления	2996°C
Температура кипения	5425°C
Теплопроводность	45,2
Плотность	16,6 г/см ³
Открыт	Андерс Экеберг
Цвет в твёрдом состоянии	Серо-синеватый
Тип	Переходный металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ³ 5f ⁶ 6s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	4,47 К



Углерод	C
Температура плавления	3825°C
Температура кипения	4827°C
Плотность	2,62 г/см ³
Открыт	Известен с глубокой древности
Тип	Неметалл
Орбитали	1s ² 2s ¹ 2p ³
Критическая температура сверхпроводящего перехода	C=268,0 при 293К (графит); C=545,0 при 293К (алмаз).



Уран	U
Температура плавления	1132°C
Температура кипения	3818°C
Теплопроводность	26,70
Плотность	18,9 г/см ³
Открыт	М. Клапрот, Е. Периго
Цвет в твёрдом состоянии	Серый металлический
Тип	Редкоземельный
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ⁶ 6d ² 7s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	0 К



Торий	Th
Температура плавления	750°C
Температура кипения	4000°C
Теплопроводность	29,3
Плотность	11,7 г/см ³
Открыт	И. Берцелиус
Цвет в твёрдом состоянии	Серебристо-белый
Тип	Редкоземельный
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 5f ⁶ 6s ² 6p ⁶ 6d ⁰ 7s ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	1,374 К



Ниобий	Nb
Температура плавления	2469°C
Температура кипения	4927°C
Теплопроводность	53,7
Плотность	8,57 г/см ³
Открыт	Чарльз Хэтчетт
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ⁴ 5s ¹
Критическая температура сверхпроводящего перехода	9,22 К



Олово	Sn
Температура плавления	231,9°C
Температура кипения	2602°C
Теплопроводность	66,8
Плотность	7,31 г/см ³
Открыт	Известен с глубокой древности
Тип	Металл
Орбитали	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 5s ² 5p ²
Критическая температура сверхпроводящего перехода	3,69 К



ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ТАБЛИЦА МЕНДЕЛЕЕВА С УКАЗАНИЕМ КРИТИЧЕСКИХ
ТЕМПЕРАТУР СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

Periodic table of superconductivity

H																	He
Li 0.0004	Be 0.026											B 11	C	N	O 0.6	F	Ne
Na	Mg											Al 1.18	Si 8.2	P 13	S 17.3	Cl	Ar
K	Ca 29	Sc 19.6	Ti 0.5	V 5.4	Cr	Mn	Fe 2.1	Co	Ni	Cu	Zn 0.87	Ga 1.1	Ge 5.35	As 2.4	Se 8	Br 1.4	Kr
Rb	Sr 7	Y 19.5	Zr 0.85	Nb 9.25	Mo 0.92	Tc 8.2	Ru 0.5	Rh 0.0003	Pd	Ag	Cd 0.5	In 3.4	Sn 3.7	Sb 3.9	Te 7.5	I 1.2	Xe
Cs 1.3	Ba 5		Hf 0.38	Ta 4.5	W 0.01	Re 1.7	Os 0.7	Ir 0.1	Pt	Au	Hg 4.15	Tl 2.4	Pb 7.2	Bi 8.5	Po	At	Rn
Fr	Ra		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og
Lanthanides	La 6	Ce 1.7	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu 2.7	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu 0.1		
Actinides	Ac	Th 1.4	Pa 1.4	U 1.3	Np	Pu	Am 1.0	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

Periodic table of binary hydride superconductors

H																	He
LiH ₆ 82	BeH ₂ 44											BH 21	C	N	O	F	Ne
Na	MgH ₄ 30											AlH ₃ 140	SiH ₃ -20	PH ₂ 90	SH ₃ 200	Cl	Ar
KH ₁₀ 140	CaH ₆ 235	ScH ₉ 233	TiH ₁₄ 54	VH ₈ 72	CrH ₃ 81	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	GaH ₃ 123	GeH ₄ 220	AsH ₄ 90	SeH ₃ 120	BrH ₂ 12	Kr
Rb	SrH ₁₀ 259	YH ₁₀ 240	ZrH ₁₄ 88	NbH ₄ 47	Mo	TcH ₂ 11	RuH ₃ 1.3	RhH 2.5	PdH 5	Ag	Cd	InH ₃ 41	SnH ₁₄ 90	SbH ₄ 95	TeH ₄ 100	IH ₂ 30	XeH 29
Cs	BaH ₆ 38		HfH ₂ 76	TaH ₆ 136	WH ₅ 60	Re	OsH 2	IrH 7	PtH 25	AuH 21	Hg	Tl	PbH ₈ 107	BiH ₅ 110	PoH ₄ 50	At	Rn
FrH ₇ 63	RaH ₁₂ 116		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og
Lanthanides	LaH ₁₀ 250	CeH ₈ 117	PrH ₈ 31	NdH ₈ 6	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	HoH ₄ 37	ErH ₁₅ 30	TmH ₈ 21	Yb	LuH ₁₂ 7		
Actinides	AcH ₁₀ 250	ThH ₁₀ 170	PaH ₉ 62	UH ₈ 35	NpH ₇ 10	Pu	AmH ₈ 0.3	CmH ₈ 0.9	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

Таблица предназначена для анализа значений критической температуры сверхпроводящего перехода для чистых металлов и бинарных соединений.