

Д. Сан-Жам

**Сверхпроводимость второго
рода**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
Д11

Д11 **Д. Сан-Жам**
Сверхпроводимость второго рода / Д. Сан-Жам – М.: Книга по Требованию,
2013. – 364 с.

ISBN 978-5-458-43009-8

Книга содержит систематическое изложение современных исследований по сверхпроводимости второго рода. Авторы отдельно рассматривают обратимые (первая часть) и необратимые (вторая часть) процессы. Обратимые процессы рассматриваются в рамках феноменологической теории Гинзбурга — Ландау, которая в данном случае позволяет хорошо описать явления, происходящие в сверхпроводнике. Микроскопическая теория используется в гл. 5 и 6 в основном только для вывода уравнений и параметров теории Гинзбурга — Ландау из первых принципов. Для необратимых процессов часто еще не существует удовлетворительного теоретического описания, поэтому авторы прибегают к полукачественному рассмотрению явлений. Несмотря на то что в последние годы сверхпроводимость второго рода активно изучается, книг по этому вопросу мало. Поэтому данная монография представляет интерес для широкого круга научных работников — физиков и инженеров, занимающихся изучением и практическим применением сверхпроводимости.

ISBN 978-5-458-43009-8

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2013

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

известно о жестких сверхпроводниках, но при этом очень бегло и недостаточно критично.

Несмотря на отмеченные недостатки, книга представляется мне очень полезной как для физиков, занимающихся сверхпроводимостью, так и для инженеров соответствующего профиля. Она содержит самое подробное из всех имеющихся изложение теории Гинзбурга — Ландау и некоторых ее применений — это интересно физикам. Что касается инженеров, то вторая часть дает им возможность ориентироваться в различных, практически важных свойствах жестких сверхпроводников, а первая вооружает не слишком сложными методами количественных расчетов.

При переводе мы старались исправлять неточные формулировки, допущенные авторами. Примечания редактора перевода призваны разъяснить некоторые места в книге, непонятные без изучения другой специальной литературы, а также сообщить читателю некоторые результаты, появившиеся уже после написания данной книги.

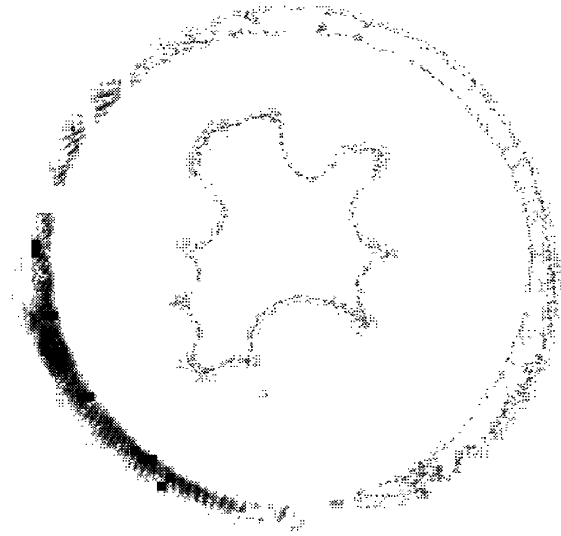
А. А. Абрикосов

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРОВ

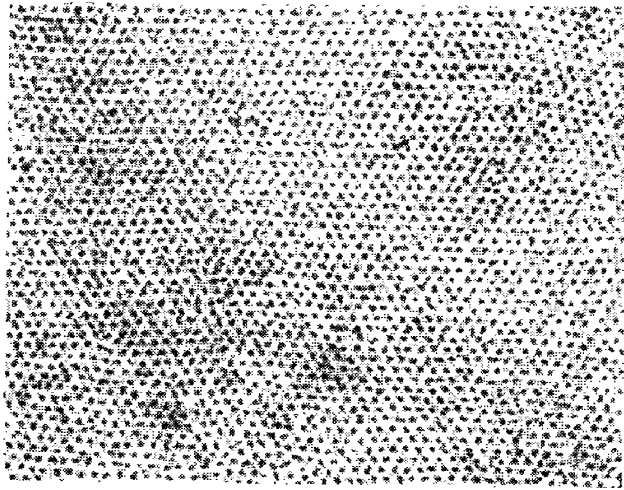
В течение последних нескольких лет почти ежедневно в печати появлялась хорошая статья по сверхпроводимости. Бóльшая часть этих статей была посвящена свойствам сверхпроводников второго рода. Наша цель — дать современное описание сверхпроводимости второго рода, основанное, насколько это возможно, на феноменологическом подходе, предложенном впервые Гинзбургом и Ландау. В первой части книги говорится об обратимых процессах, излагается теория Гинзбурга — Ландау, которая позволяет хорошо описать явления. Что же касается необратимых процессов, рассматриваемых во второй части книги, то для них зачастую не существует никакого удовлетворительного теоретического описания, и мы вынуждены ограничиться качественным объяснением эффекта.

Книга написана в расчете на экспериментаторов; мы надеемся, что она окажется особенно полезной для физиков и инженеров, работающих или приступающих к работе в соответствующей области. Микроскопическая теория использована лишь в гл. 5 и 6 и только для вывода уравнений Гинзбурга — Ландау из основных положений теории, а также для того, чтобы выразить параметры теории Гинзбурга — Ландау через микроскопические величины.

Двое из авторов прослушали курс лекций проф. Де Жена в Орсе, и читатель зачастую будет ощущать его влияние на способ изложения материала. Мы очень обязаны проф. Де Жене за ценные советы по многим вопросам и хотим выразить ему сердечную благодарность.



Фотография структуры вихревых нитей Абрикосова с треугольной решеткой, сделанная на электронном микроскопе. Структура наблюдалась на поверхности кристалла $Pb-4 \text{ ат. } \% \text{ In}$ при температуре $1,1^\circ \text{ K}$ в остаточном состоянии с применением техники реплики.



Проникновение магнитного поля в сверхпроводник второго рода, содержащий центры пиннинга. Черные области — нормальное состояние (см. гл. 8, § 1 и фиг. 756).

Часть I

ОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ

Д. Сан-Жам и Г. Сарма

Глава I

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Введение в сверхпроводимость

В 1908 г. в Лейдене Камерлинг-Оннес получил жидкий гелий. Это достижение дало в руки Оннесу и его школе метод изучения целого ряда явлений в температурном интервале между 1 и 14° К. С целью проверки теории Друде — Лоренца, согласно которой электрическое сопротивление всех металлов должно изменяться с температурой как $T^{1/2}$, Оннес исследовал зависимость сопротивления металлов от температуры.

Первой для исследования была выбрана ртуть, поскольку ее можно получить в очень чистом состоянии. В 1911 г. Оннес обнаружил, что примерно при 4° К сопротивление образца ртути резко падает до нуля [1]. Это свойство, естественно, было названо им сверхпроводимостью. С тех пор было обнаружено, что большое число металлов и сплавов и даже некоторые сильнолегированные полупроводники являются сверхпроводниками.

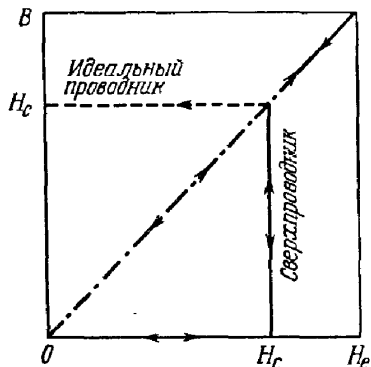
Удивительное свойство сверхпроводников заключается в том, что ниже четко определенной критической температуры T_0 их электрическое сопротивление равно нулю. (Например, в сравнительно недавней работе [2] было найдено, что сопротивление сверхпроводящего свинца, если и не равно нулю, по крайней мере не превышает 10^{-23} ом · см.) У металлов и сплавов критические температуры T_0 лежат в области от величины, меньшей 1° К, до $\sim 18^\circ$ К¹⁾. Очевидным следствием равенства

¹⁾ В настоящий момент (1969 г.) «рекорд» принадлежит сплаву $(\text{Nb}_3\text{Al})_x\text{Nb}_3\text{Ge}$, у которого критическая температура равна 20,6° К.—
Прим. ред.

нулю сопротивления является существование незатухающих токов: замкнутый ток, наведенный в кольце из сверхпроводника, в продолжении 2 лет не обнаруживал каких-либо признаков затухания.

§ 2. Эффект Мейсснера. Диамагнетизм

Само по себе открытие эффекта исчезновения сопротивления не привело к пониманию явления сверхпроводимости. Важную роль с этой точки зрения сыграло открытие так называемого эффекта Мейсснера, обнаруженного Мейсснером и Оксенфельдом в 1933 г. [3]. Они нашли, что поведение сверхпроводника во внешнем магнитном поле отличается от поведения идеального проводника.



Фиг. 1. Зависимость индукции от поля для сверхпроводника и идеального проводника.

На фиг. 1 изображено изменение магнитной индукции внутри длинного твердого сверхпроводящего цилиндра, когда внешнее магнитное поле H_e параллельно оси цилиндра. Пока напряженность магнитного поля

повышается от нуля до некоторого определенного значения H_c , поверхностные токи препятствуют проникновению поля внутрь образца и индукция B равна нулю. До этой точки сверхпроводник ведет себя так же, как идеальный проводник. При $H = H_c$ сверхпроводник переходит в нормальное состояние, внешнее поле проникает в глубь образца, а индукция B становится равной H_c . Теперь пусть магнитное поле опять уменьшится ниже значения H_c . Если бы сверхпроводник был идеальным проводником, индукция B благодаря поверхностным токам осталась бы равной H_c . Однако на самом деле было обнаружено, что сверхпроводник выталкивает поле и что $B = 0$ при $0 < H_e < H_c$.

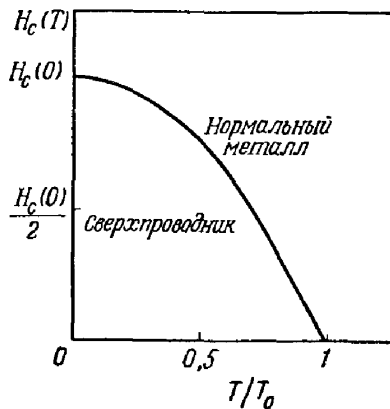
Таким образом, при данной температуре $T < T_0$ идеальный сверхпроводник выталкивает поле $H < H_c$. Этот эффект не зависит от предыстории образца, т. е. был ли он сначала охлажден, а затем включалось поле или, наоборот, сначала включалось поле, а затем понижалась температура. Сверхпроводник ведет себя как идеальный диамагнетик.

Эффект Мейсснера показал, что «сверхпроводящее состояние» — это обратимое равновесное состояние, т. е. состояние, термодинамически устойчивое.

§ 3. Некоторые соображения о переходе из нормального в сверхпроводящее состояние

Обратимость процесса выталкивания магнитного поля из идеального сверхпроводника означает, что переход из нормального в сверхпроводящее состояние обратим по T , H и p , где p — давление. Однако объем сверхпроводника претерпевает лишь очень малые изменения, и поэтому зависимость от давления можно пренебречь. Таким образом, нормальная и сверхпроводящая фазы разделены кривой критических полей $H = H_c(T)$. Кривая $H_c(T)$ близка к параболе (фиг. 2), т. е. ¹⁾

$$H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_0^2} \right). \quad (1.1)$$



Фиг. 2. Зависимость критического поля H_c от температуры.

При $T > T_0$ вещество находится в нормальном состоянии даже в нулевом поле.

¹⁾ Для обычных сверхпроводников первого рода, о которых здесь идет речь, эмпирическая зависимость (1.1) неточна. Даже в самом простом случае — модели изотропного сверхпроводника со слабым взаимодействием между электронами — точная зависимость $H_c(T)$ не может быть выражена в аналитической форме. Асимпто-

Следствием существования критического поля $H_c(T)$ является наличие критического тока $J_c(T)$, протекающего в сверхпроводнике, при котором последний переходит в нормальное состояние. Это просто тот ток, который создает критическое поле $H_c(T)$ на поверхности сверхпроводника [4].

Пусть $F_s(T)$ — свободная энергия сверхпроводника в отсутствие поля, а $F_n(T)$ — соответствующая величина для нормальной фазы. Разность $F_s(T) - F_n(T)$ можно вычислить для любой температуры [5]. Термодинамический потенциал на единицу объема можно записать в виде

$$G(H, T) = F(T) - \frac{1}{4\pi} \int_0^H B(H) dH. \quad (1.2)$$

В сверхпроводнике при $H < H_c$ (мы пренебрегаем поверхностными эффектами) $B = 0$ и

$$G_s(H, T) = F_s(T). \quad (1.3)$$

В нормальном состоянии мы имеем $B = H$ (пренебрегаем восприимчивостью) и

$$G_n(H, T) = F_n(T) - \frac{H^2}{8\pi}. \quad (1.4)$$

При $H = H_c(T)$ оба потенциала равны:

$$F_n(T) - F_s(T) = \frac{H_c^2(T)}{8\pi}. \quad (1.5)$$

Это уравнение определяет термодинамическое критическое поле $H_c(T)$ как функцию разности свободных энергий нормальной и сверхпроводящей фаз.

тические формулы имеют вид (см. также в гл. 5, § 3)

$$\frac{H_c(T)}{H_c(0)} \approx 1 - 3,1 \left(\frac{T}{T_0} \right)^2, \quad T \ll T_0,$$

$$\frac{H_c(T)}{H_c(0)} \approx 1,74 \left(1 - \frac{T}{T_0} \right), \quad T_0 - T \ll T_0.$$

Этот результат близок к эмпирической формуле, но не совпадает с ней. В тех металлах (например, Pb), где взаимодействие между электронами нельзя считать слабым, возможны и более сильные отличия зависимости $H_c(T)$ от параболического закона. — *Прим. ред.*

Плотность энтропии равна $S = -(\partial G/\partial T)_H$, и скрытая теплота перехода на единицу объема равна

$$Q = T(S_s - S_n) = \frac{T}{4\pi} H_c \frac{dH_c}{dT}, \quad (1.6)$$

а изменение удельной теплоемкости имеет вид

$$C_n - C_s = T \left[\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_s - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_{n,H} \right] = -\frac{T}{8\pi} \frac{d^2(H_c^2)}{dT^2}. \quad (1.7)$$

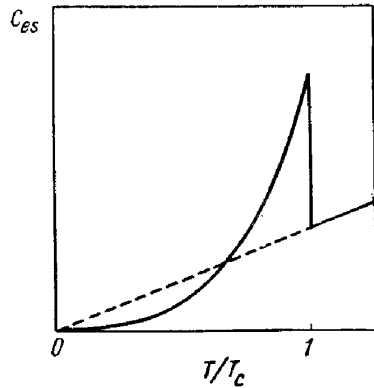
Поскольку $dH_c/dT < 0$, получаем $Q < 0$, т. е. при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние выделяется теплота. Производная dH_c/dT конечна, и $H_c(T) = 0$ для $T = T_0$; переход в сверхпроводящее состояние в нулевом поле не обладает скрытой теплотой. Удельная теплоемкость претерпевает разрыв (1.7), и переход является «фазовым переходом второго рода» (фиг. 3).

При $T = 0$ разность

$$F_n(0) - F_s(0) = \frac{H_c^2(0)}{8\pi} \quad (1.8)$$

представляет собой так называемую энергию конденсации. В самом деле, из теории следует, что сверхпроводящий переход соответствует своего рода конденсации

электронов вблизи поверхности Ферми¹⁾. Интересно отметить, что энергия конденсации порядка $(k_B T_0)^2/E_F$ (где E_F — энергия Ферми для электронов проводимости в нормальном состоянии), так что только очень малая часть $k_B T_0/E_F$ ($\sim 10^{-3}$) электронов изменяет свою энергию при конденсации.



Фиг. 3. Схематическая зависимость электронной удельной теплоемкости C_{es} от температуры.

¹⁾ Этот вопрос обсуждается в гл. 5.

Выражения (1.6) и (1.7) согласуются с экспериментальными данными, подтверждая обратимость эффекта Мейсснера и применимость термодинамического подхода к сверхпроводимости.

§ 4. Уравнение Лондонов

В этом параграфе мы рассмотрим одновременное действие сверхпроводящего тока $\mathbf{j}_s(\mathbf{r})$ и магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$.

Возьмем уравнение Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s, \quad (1.9)$$

где c — скорость света.

Свободная энергия системы имеет вид

$$F = F_s + E_{\text{кин}} + E_{\text{магн}}, \quad (1.10)$$

здесь F_s — энергия сконденсированных электронов в состоянии покоя, $E_{\text{кин}}$ — кинетическая энергия, связанная с незатухающими токами. Для электронов в параболической зоне с дрейфовой скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ в точке \mathbf{r} имеем

$$n_s e \mathbf{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_s(\mathbf{r}), \quad (1.11)$$

где e — заряд электрона и n_s — число сверхпроводящих электронов на единицу объема. Кинетическая энергия равна

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} \int_{\text{Объем}} d\mathbf{r} m v^2 n_s, \quad (1.12)$$

где m — эффективная масса электронов. Выражение (1.12) строго справедливо только для однородного потока ($\mathbf{v} = \text{const}$). Его можно, однако, использовать, если $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ является медленно меняющейся функцией \mathbf{r} . В равенстве (1.10) $E_{\text{магн}}$ — магнитная энергия

$$E_{\text{магн}} = \int \frac{h^2}{8\pi} d\mathbf{r}. \quad (1.13)$$

Свободная энергия имеет вид

$$F = F_s + \frac{1}{8\pi} \int (h^2 + \lambda_L^2 |\text{rot } \mathbf{h}|^2) d\mathbf{r}. \quad (1.14)$$