

М. Тинкхам

Введение в сверхпроводимость

Москва
«Книга по Требованию»

УДК 621
ББК 34.4
М11

М. Тинкхам

M11 Введение в сверхпроводимость / М. Тинкхам – М.: Книга по Требованию, 2024. – 310 с.

ISBN 978-5-458-28640-4

Книга известного американского специалиста М. Тинкхама является лучшим в настоящее время учебником по физическим основам фундаментальной и прикладной сверхпроводимости. Последовательно рассмотрены свойства сверхпроводников, начиная с таких традиционных вопросов, как теория Бардина—Купера—Шриффера, теория Гинзбурга—Ландау, сверхпроводники I и II рода, и кончая такими современными проблемами, как эффект Джозефсона и его применения и флюктуационные эффекты. Для студентов физических, радиоэлектронных и электротехнических специальностей, а также аспирантов, инженеров, и научных работников, имеющих отношение к явлению сверхпроводимости.

ISBN 978-5-458-28640-4

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2024
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2024

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 первозданном 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.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Для меня было приятным сюрпризом известие о том, что по инициативе моего коллеги и друга К. К. Лихарева был выполнен перевод этого учебника на русский язык и что этот перевод будет опубликован, так что книга станет доступной широкому кругу советских читателей. К. К. Лихарев и его сотрудники провели обширные исследования, используя тот же подход, что и я сам, т. е. применение теории Гинзбурга — Ландау к различным конкретным экспериментальным ситуациям. Поэтому я уверен, что их перевод отражает тот дух, в котором была написана книга.

Я надеюсь, что этот перевод будет полезен студентам в Советском Союзе, а также что он в какой-то степени будет способствовать знакомству и улучшению взаимного понимания двух больших групп исследователей явления сверхпроводимости, публикующих свои работы на русском и английском языках.

М. Тинкхам
20 июня 1979 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К АНГЛИЙСКОМУ ИЗДАНИЮ

Эта книга возникла на основе записей лекций, первоначально написанных для аспирантов Гарвардского университета в течение осеннего семестра 1969 г. Позднее они были переписаны во время моей работы в Кавендишской лаборатории в 1971—1972 гг. и во время повторного чтения курса лекций в Гарварде в 1973 г.

Цель лекций и этой книги — дать на современном уровне введение в увлекательное физическое явление — сверхпроводимость, а также в некоторые из ее возможных применений. Главное внимание уделяется описанию большого числа разнообразных физических явлений и их объяснению возможно более простым способом. Поэтому мы избегали применения термодинамических функций Грина, несмотря на моду на них и несомненную пользу в руках квалифицированных теоретиков. Вместо этого в книге подчеркивается способность феноменологической теории давать ясное понимание физических явлений, в то время как микроскопическая теория часто используется лишь для вычисления коэффициентов в феноменологических уравнениях.

Надеюсь, что упор на феноменологическую теорию сделает изложение более доступным для экспериментаторов, а также дополнит более общее изложение формальных теоретических аспектов сверхпроводимости, сделанное в большинстве книг, вышедших к настоящему времени. Автором руководила надежда, что применение возможно более простых теоретических методов сделает книгу более ценной для студентов старших курсов и инженеров-технологов, имеющих недостаточную подготовку в области теоретической физики.

Книга в некотором смысле представляет собой более современный и значительно расширенный вариант лекций автора, написанных в 1961 г. Однако за прошедшие годы произошло такое бурное развитие излагаемого предмета, что эти заметки к лекциям в действительности были переписаны дважды от начала до конца. В процессе работы автор часто обращался к прекрасной книге Де Жена «Сверхпроводимость металлов и сплавов» и к двухтомному сборнику статей «Сверхпроводимость», вышедшему под редакцией Паркса. Почти все в этой книге в той или иной форме было опубликовано раньше, но некоторые излагаемые проблемы, в особенности флуктуационные эффекты, были разработаны совсем недавно и они поэтому не могли появиться в ранее изданных книгах.

Не было попытки дать исчерпывающую и законченную картину излагаемого предмета: такой подход потребовал в свое время двух томов сборника Паркса, упомянутого выше. Вместо этого автор предпочел познакомить читателя лишь с избранными разделами сверхпроводимости, которые отражают его собственное внимание к электродинамическим свойствам сверхпроводников. В конце концов именно эти свойства придают этой области неповторимый колорит. Ограниченностъ времени при чтении курса лекций наложила жесткие требования на отбор тем и глубину изложения материала.

Книга начинается с вводного обзора, в котором излагается суть явлений, рассматриваемых в книге, и приводятся некоторые факты из истории сверхпроводимости. Мы советуем читателю рассматривать эту главу только как беглое описание, предназначеннное для ознакомления с общими понятиями и языком изложения; более подробные объяснения даются в последующих главах книги. Понятно, что читатель не должен утруждать себя попытками сразу уяснить все результаты, которые в этом разделе излагаются лишь поверхностно.

Вторая глава посвящена теории БКШ — микроскопической теории, созданной Бардиным, Купером и Шриффером для объяснения сверхпроводящего состояния. Изложение этой теории приводится в начале книги, поскольку без привлечения понятий этой теории никакое серьезное обсуждение явления сверхпроводимости невозможно. К сожалению, эта глава имеет наиболее непривлекательный вид для чтения по сравнению с любой другой частью книги из-за теоретического формализма изложения, но это не

должно обескураживать читателя. В последующих главах эти математические подробности используются мало, поэтому ее можно лишь бегло просмотреть для понимания основных идей (которые обобщаются в заключительном разделе главы) и обращаться к ней, только если потребуется более детальное понимание отдельных положений.

С третьей главы мы переходим к феноменологическому уровню изложения, который характерен для остальной части книги. Сначала исследуется влияние нелокальной электродинамики на определение эффективной глубины проникновения магнитного поля в массивный сверхпроводник и тонкую сверхпроводящую пленку; тщательное обсуждение последней темы отражает исторический интерес к ней автора. Затем приводится упрощенная трактовка промежуточного состояния, в котором в присутствии магнитного поля сосуществуют сверхпроводящая и нормальная фазы материала.

В главе 4 излагается теория Гинзбурга — Ландау с тех же феноменологических позиций, как это было сделано самими авторами. Эта теория затем применяется к широкому кругу классических проблем, таких как энергия границы домена, плотность критического тока, квантование флюксоида, критические поля пленок и фольт, верхнее критическое поле H_{c2} , абрикосовское вихревое состояние и поля образования поверхностных зародышей H_{c3} . Идеи, излагаемые в этой главе, лежат в основе трактовки явлений, обсуждаемых в следующих главах, что дополнительно иллюстрирует возможности метода Гинзбурга — Ландау.

В главе 5 более подробно рассматриваются магнитные свойства сверхпроводников II рода. После того как будет рассмотрено равномерное распределение потока, мы сосредоточим свое внимание на обсуждении «крипа» и течения потока под влиянием проходящих («транспортных») токов. Таким образом, мы проникаем в суть явлений, ограничивающих применение сверхпроводников II рода в сильных магнитах. Глава завершается обсуждением факторов, которые следует учитывать при конструировании сверхпроводящих магнитов для создания переменных во времени полей, включая использование для уменьшения потерь скрученных многожильных композитных проводников, с одновременным обеспечением термической устойчивости.

Глава 6 посвящена эффекту Джозефсона и макроскопическим квантовым явлениям. Эти явления представляют собой одни из самых отчетливых и наиболее фундаментальных характеристик сверхпроводимости и, кроме того, лежат в основе работы чувствительных приборов, совершивших переворот в области электромагнитных измерений. В нашем изложении отражены обе стороны; в частности, здесь впервые дается подробное описание магнитометров — сквидов.

Хотя много лет считалось, что термодинамические флуктуации в сверхпроводниках являются малыми и поэтому ненаблюдаемыми, появление упомянутых сверхпроводящих приборов сделало

возможным наблюдение таких эффектов при температурах как выше, так и ниже критической. В главе 7 дается обзор этих явлений как для электрической проводимости, так и для диамагнетизма. Например, показано, как флуктуационные эффекты накладывают предел (хотя и огромный по величине) на время существования незатухающих токов при температуре ниже T_c , а также что эти эффекты вызывают появление «предвестников» сверхпроводимости при температуре выше T_c . Поскольку этот раздел сверхпроводимости в основном развился после появления книги Паркса, то наша книга является первой, которая содержит подробное обсуждение этой интересной и новой стороны явления сверхпроводимости.

Заключительная глава посвящена вводному обсуждению трех тем: метода Боголюбова, бесщелевой сверхпроводимости и нестационарного обобщения теории Гинзбурга — Ландау. Эти темы выходят за рамки элементарного феноменологического подхода Гинзбурга — Ландау и в большей степени требуют микроскопического подхода. Тем не менее основные идеи и выводы, касающиеся этих явлений, пришлось изложить при обсуждении проблем, рассмотренных ранее; более того, эти темы составляют основу современных исследований проблемы сверхпроводимости. Именно поэтому нам казалось целесообразным завершить эту книгу кратким обзором таких направлений, где последнее слово еще отнюдь не сказано.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить рецензентов рукописи за конструктивные замечания; особенно ценным явились чтение рукописи доктором Ричардом Харрисом. Весьма полезными также оказались замечания студентов, которые пользовались конспектами лекций. При подготовке окончательного варианта рукописи очень ценным для непрерывного продвижения в работе явились быстрое и тщательное печатание г-жой Патрицией Маккарти. Автор хотел бы поблагодарить также своих многочисленных студентов, коллег и сотрудников, особенно в Беркли, Орсэ, Гарварде и Кембридже, за создание обстановки, в которой его исследования сверхпроводимости явились таким приятным занятием. Хотя невозможно перечислить всех, я не могу окончить это предисловие без высокой оценки многочисленных плодотворных дискуссий на протяжении ряда лет с М. Р. Бизли, Дж. Кларком, П. Де Женом, Р. А. Феррелом и Р. Е. Гловером. Если эта книга поможет получить другим такое же удовольствие от занятия сверхпроводимостью, какое получил я, то ее назначение будет выполнено.

Майкл Тинкхам

МЭРИ,
ДЖЕФРИ
И КРИСТОФЕРУ

Глава 1

ВВОДНЫЙ ОБЗОР

Сверхпроводимость была открыта в 1911 г. в Лейдене Камерлинг-Оннесом уже через три года после того, как он впервые получил жидкий гелий, необходимый для достижения температуры в несколько кельвин. В течение нескольких десятилетий ученым, работающим в этой области, не удавалось достигнуть фундаментального понимания явления сверхпроводимости, но в последние годы выявилась его весьма полная физическая картина. Цель этой книги — познакомить читателя с такой картиной.

Начнем эту главу с обзора основных наблюдаемых электродинамических явлений и их первоначального феноменологического описания. Затем вкратце обрисуем развитие более поздних концепций, которые являются основными в современном понимании сверхпроводимости. Такой, хотя и краткий, квазисторический обзор развития проблемы будет полезным для ориентировки читателя в тексте последующих глав, в которых дается более подробное изложение.

1.1. Основные факты

Явление, которое наблюдал Камерлинг-Оннес [1], заключалось в следующем. Электрическое сопротивление различных металлов, таких, как ртуть, свинец и олово, полностью резко исчезало при некоторой критической температуре T_c , своей для каждого металла. Полное исчезновение сопротивления проявляется наиболее наглядно в экспериментах с незатухающими токами в сверхпроводящих кольцах, схема которых показана на рис. 1.1. Оказалось, что такие токи протекают без измеримого уменьшения в течение года после их начального возбуждения. С использованием для обнаружения уменьшения магнитного поля, образованного циркулирующим током, ядерного резонанса была установлена нижняя граница характерного времени спадания тока. Она оказалась равной 10^5 годам. Фактически же при некоторых обстоятельствах можно ожидать абсолютного отсутствия изменений тока и магнитного поля за время не менее 10^{10} лет! Такая идеальная проводимость традиционно считается первым характерным свойством сверхпроводимости. Это свойство является также необходимым условием для большинства возможных применений сверхпроводимости, например в сильноточных линиях передачи или в мощных магнитах.

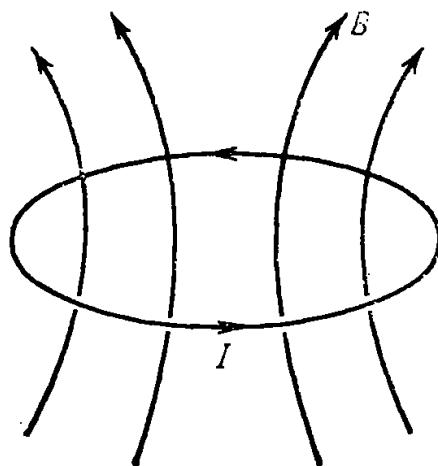


Рис. 1.1. Схематическое изображение эксперимента с не затухающим током

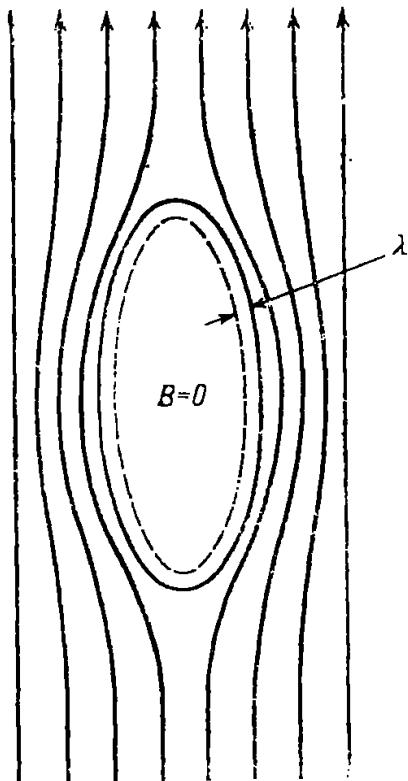


Рис. 1.2. Схематическое изображение выталкивания магнитного потока из внутренней области массивного сверхпроводника. Глубина проникновения λ обычно равна 500 Å

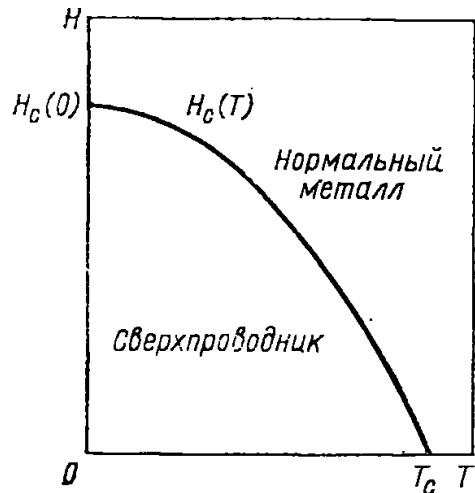
Другим характерным свойством сверхпроводимости является *идеальный диамагнетизм*, открытый в 1933 г. Мейсснером и Оксенфельдом [2]. Они обнаружили не только отсутствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник (рис. 1.2), что, как могло показаться, объясняется идеальной проводимостью, но и «выталкивание» поля из первоначально нормального образца (при условии его высокого качества), когда он охлаждается ниже температуры T_c . Это явление, конечно, не могло быть объяснено идеальной проводимостью, которая лишь *удерживала* бы начальный поток внутри образца. Существование обратимого эффекта Мейсснера означает, что сверхпроводимость должна разрушаться критическим магнитным полем H_c , которое термодинамически связано с разностью свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний при нулевом поле или с так называемой энергией конденсации сверхпроводящего состояния. Точнее, H_c определяется приравниванием энергии единичного объема $H_c^2/8\pi$, связанной с выталкиванием поля, к энергии конденсации. Таким образом,

$$\frac{H_c^2}{8\pi} = f_n(T) - f_s(T), \quad (1.1)$$

где f_n и f_s — свободные энергии Гельмгольца на единицу объема для двух фаз. Эмпирически было установлено, что зависимость $H_c(T)$ достаточно хорошо аппроксимируется параболическим законом (рис. 1.3):

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (1.2)$$

Рис. 1.3. Температурная зависимость критического поля H_c от температуры T



В то время как переход при T_c для нулевого поля является фазовым переходом второго рода, фазовый переход в присутствии поля представляет собой переход первого рода, при котором происходит изменение термодинамического состояния системы и связанной с этим скрытой теплоты. В действительности диамагнетизм идеален только для массивных образцов, так как поле всегда проникает на конечную глубину λ , равную обычно ~ 500 Å.

1.2. Уравнения Лондонов

Указанные два основных электродинамических свойства, которые делают сверхпроводимость таким уникальным явлением, были удачно описаны в 1935 г. братьями Ф. и Х. Лондонами [3] с помощью двух уравнений, определяющих электрическое и магнитное поля:

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \mathbf{J}_s), \quad (1.3)$$

$$\mathbf{h} = -c \operatorname{rot} (\Lambda \mathbf{J}_s), \quad (1.4)$$

где величина

$$\Lambda = 4\pi\lambda_L^2/c^2 = n_i/n_s e^2 \quad (1.5)$$

является феноменологическим параметром. Предполагалось, что «удельная плотность сверхпроводящих электронов» n_s изменяется непрерывно от нуля при T_c до предельного значения порядка n при $T \ll T_c$, где n — плотность электронов проводимости. В формуле (1.4) мы использовали удобное обозначение магнитной индукции в микроскопическом масштабе буквой \mathbf{h} , оставив букву \mathbf{B} для обозначения усредненного значения макроскопического поля. Для симметрии обозначений следовало бы использовать таким же образом букву \mathbf{e} для обозначения микроскопического локального

поля E , однако будем делать так только в некоторых необходимых случаях*, для того чтобы не смешивать это обозначение с зарядом электрона e . Условные обозначения обсуждаются в Приложении.

Первое из этих уравнений описывает идеальную проводимость, так как любое электрическое поле ускоряет сверхпроводящие электроны, а не просто поддерживает их скорость при наличии сопротивления, как это происходит в нормальном проводнике. Второе уравнение Лондонов при соединении с уравнением Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{h} = 4\pi \mathbf{J}/c \quad (1.6)$$

приводит к уравнению

$$\nabla^2 \mathbf{h} = \mathbf{h}/\lambda_L^2. \quad (1.7)$$

Это означает, что магнитное поле экспоненциально уменьшается внутри образца с глубиной проникновения λ_L , т. е. уравнение (1.7) описывает эффект Мейсснера. Таким образом, параметр λ_L в формуле (1.5) может быть определен экспериментально как глубина проникновения поля.

Уравнение (1.3) можно просто, хотя и не строго, вывести, рассматривая воздействие однородного электрического поля на идеальный нормальный проводник, т. е. на газ свободных электронов со средней длиной свободного пробега $l=\infty$. В этом случае $d(mv)/dt = eE$ и $\mathbf{J} = nev$, откуда следует формула (1.3). Этот вывод, однако, несправедлив для полей, пространственно неоднородных в области проникновения, для которых пригодны уравнения (1.3) и (1.4). Недостаток вывода заключается в том, что воздействие электрических полей на электронный газ является нелокальным, так что ток в точке определяется электрическим полем, усредненным по области с радиусом $\sim l$ около этой точки. Следовательно, только поля, однородные в области указанного размера, оказывают такое полное воздействие; в частности, проводимость становится бесконечной при $l \rightarrow \infty$ только при полях, заполняющих все пространство. Так как здесь мы имеем дело с границей между областью с наличием поля и без него, то становится ясно, что даже при $l=\infty$ эффективная проводимость остается конечной. Для случая переменного тока это хорошо знако-

* Фундаментальной причиной асимметрии наших обозначений для E и \mathbf{B} являются уравнения Максвелла.

$$\operatorname{rot} \mathbf{h} = 4\pi \mathbf{J}/c, \quad \operatorname{rot} \mathbf{e} = -\dot{\mathbf{h}}/c.$$

Сверхпроводники в состоянии равновесия могут иметь ненулевое значение \mathbf{J}_s , которое описывается уравнениями Лондонов и приводит к изменению \mathbf{h} в масштабе λ . Но в равновесии или хотя бы в стационарном состоянии $\dot{\mathbf{h}}=0$, так что \mathbf{e} равно нулю-или, по крайней мере, постоянно. Таким образом, использование обоих обозначений e и E не дает преимущества. Различие e и E ценно только при рассмотрении явлений, зависящих от времени, таких, как движение вихрей, переносящих поток, в сверхпроводниках II рода.

мый предельно аномальный скин-эффект, при котором существует конечное поверхностное сопротивление даже при $l \rightarrow \infty$. Если вместо этого рассматривать неустановившийся случай, когда магнитное поле внезапно прикладывается к нормальному металлу с $l = \infty$, то поле будет проникать на глубину, которая увеличивается со временем по закону $t^{1/3}$. Таким образом, нормальная проводимость даже с бесконечной средней длиной свободного пробега электронов не может объяснить непрерывного выталкивания потока. Более того, невозможно объяснить существование незатухающих токов в кольце, если только не предполагать, что рассеяние электронов на поверхности является полностью зеркальным.

Намного более глубоким является квантовое обоснование уравнений Лондонов, данное самим Ф. Лондоном [4] и придающее особое значение использованию вектора-потенциала \mathbf{A} . Замечая, что канонический момент \mathbf{p} равен $\mathbf{p} = m\mathbf{v} + e\mathbf{A}/c$, и считая, что в отсутствие приложенного поля основное состояние должно обладать (как следует из теоремы* Блоха) нулевым общим моментом, получаем выражение для локальной средней скорости в присутствии поля

$$\langle \mathbf{v}_s \rangle = -e\mathbf{A}/mc.$$

Это выражение должно быть справедливо, если постулировать, что по некоторой причине волновая функция сверхпроводящих электронов является «жесткой» и сохраняет ту форму, которую она имеет для основного состояния, так что $\langle \mathbf{p} \rangle = 0$. Обозначая удельную плотность электронов, участвующих в этом жестком основном состоянии, через n_s , получаем

$$\mathbf{J}_s = n_s e \langle \mathbf{v}_s \rangle = -n_s e^2 \mathbf{A}/mc = -\mathbf{A}/\Lambda c. \quad (1.8)$$

Продифференцировав по времени обе части равенства, придем к уравнению (1.3), а взяв $\partial \mathbf{t} / \partial t$, получим равенство (1.4). Таким образом, формула (1.8) содержит оба уравнения Лондонов в компактной и удобной форме. Соотношение (1.8), очевидно, не является градиентно-инвариантным, поэтому оно будет верно только при специальном выборе калибровки. Эта калибровка, известная как лондоновская, производится так, чтобы выполнялись условия: $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ (или $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$); нормальная компонента \mathbf{A} на поверхности должна быть связана со сверхтоком через поверхность соотношением (1.8) и $\mathbf{A} \rightarrow 0$ внутри массивных образцов.

Приведенные выше рассуждения Лондона оставляют открытым вопрос о действительном значении n_s , но естественный верхний предел для n_s равен полной плотности электронов проводимости n . Если ввести этот предел в формулу (1.5), получим

$$\lambda_L(0) = (mc^2/4\pi ne^2)^{1/2}. \quad (1.9)$$

Выбранное обозначение указывает, что выражение (1.9) является

* Эта знаменитая теорема, по-видимому, так и не была опубликована автором (см. [4, с. 143]).

пределным значением для λ при $T \rightarrow 0$, так как ожидается, что n_s должно плавно падать до нуля при $T \rightarrow T_c$. Тщательные измерения глубины проникновения для нормальных и сверхпроводящих образцов, выполненные на радиочастотах, показали, что в случае сверхпроводников глубина проникновения λ всегда больше, чем $\lambda_L(0)$, даже при экстраполяции данных к $T=0$. Эту избыточную глубину проникновения можно качественно объяснить в рамках теории Лондона как показатель неполной жесткости волновой функции, так что $n_s < n$; количественное же объяснение требует введения такого дополнительного понятия, как длина когерентности ξ_0 .

1.3. Нелокальная электродинамика Пиппарда

Пиппард ввел [5] понятие длины когерентности, предложив нелокальное обобщение уравнения Лондона (1.8). Это было сделано по аналогии со сделанным Чемберсом * нелокальным обобщением закона Ома при переходе от простой формулы $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r})$ к более полной:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{3\sigma}{4\pi} \int \frac{\mathbf{R}[\mathbf{R} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \exp(-R/l)}{R^4} d\mathbf{r}',$$

где $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Эта формула учитывает тот факт, что ток в точке \mathbf{r} зависит от значений $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ во всех точках с расстояниями $\leq l$ около точки \mathbf{r} . Пиппард указал, что сверхпроводящая волновая функция должна иметь подобный характерный размер ξ_0 , который можно оценить, исходя из принципа неопределенности. Так, в явлении, происходящем при $T \leq T_c$, главную роль могут играть только электроны с энергиями $\sim kT_c$, отсчитанными от поверхности Ферми, а эти электроны имеют диапазон значений импульса, равный $\Delta p \approx kT_c/v_F$, где v_F — скорость Ферми. Таким образом, $\Delta x \geq \hbar/\Delta p \approx \hbar v_F/kT_c$, что приводит к характерной длине

$$\xi_0 = a\hbar v_F/kT_c, \quad (1.10)$$

где a — подлежащая определению численная константа порядка единицы. Для типичных материалов, используемых в качестве сверхпроводников, таких, как олово и алюминий, $\xi_0 \gg \lambda_L(0)$. Если ξ_0 представляет собой минимальный размер волновых пакетов, которые могут образовывать сверхпроводящие носители заряда, то со стороны поля $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, которое не сохраняет своего максимального значения внутри объема радиуса $\sim \xi_0$ около точки наблюдения, следует ожидать уменьшенного воздействия на сверхток. Таким образом, ξ_0 играет роль, аналогичную средней длине све-

* Этот подход Чемберса обсуждается, например, в книге Дж. Займана «Принципы теории твердого тела» (М., Мир, 1974).