Изв.вузов «ПНД», т.9, № 1, 2001

УДК 537.312.62

Памяти А.А. Андронова посвящается

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ – НЕЗАТУХАЮЩИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЕ

Ю.Л. Климонтович

Прослеживаются основные этапы развития теории сверхпроводимости. Из изложенного следует, что, несмотря на успехи, все же отсутствует физическое объяснение возможности существования незатухающего электрического тока в диссипативной среде. В настоящей работе более детально, чем ранее, рассматривается одно из возможных объяснений этого явления. Существование сверхпроводящего тока становится возможным благодаря возникновению фликкер–шума и соответствующих остаточных временных корреляций.

Введение

В 1911 году голландский физик Х. Камерлинг–Оннес обнаружил при температуре 4.12 К сверхпроводимость ртути – электрическое сопротивление ртути внезапно исчезало и оставалось равным нулю при дальнейшем понижении температуры. Через некоторое время сверхпроводимость была обнаружена и у других металлов. Сверхпроводящими оказались и некоторые сплавы. Долгие годы считалось, что сверхпроводимость – это явление физики низких температур. Высокотемпературная сверхпроводимость была обнаружена впервые лишь в 1986 году в Цюрихе К. Мюллером и Г. Беднорцем [1].

В 1933 году В.Мейснером и Р.Оксенфельдом было открыт эффект, заключающийся в следующем. В сверхпроводящем состоянии постоянное магнитное поле, величина которого меньше некоторого критического значения H_C, полностью выталкивается из массивного сверхпроводника. При критической температуре T_C H_C=0. Магнитное поле при $H<H_C$ сосредоточено в узком поверхностном слое толщиной порядка 10^{-5} см. Незатухающий ток течет также в поверхностном слое толщиной порядка 10^{-5} см. Величина сверхпроводящего тока в образце, который является частью последовательной цепи, определяется источником тока. Сверхпроводимость исчезает, когда величина тока достигает критического значения. Это явление получило название *эффекта Мейснера–Оксенфельда.*

Обратимся к феноменологическому описанию сверхпроводимости.

Первая феноменологическая теория сверхпроводимости была развита в работе братьев Ф. Лондона и Г. Лондона в 1935 [2]. Они допустили существование сверхпроводимости и показали, что эффект Мейснера – Оксенфельда является неизбежным спутником явления сверхпроводимости. Вопрос о справедливости обратного утверждения оставался открытым. На основе предложенных в работах братьев Лондон феноменологических уравнений в 1950 году ими было предсказано явление квантования магнитного потока, обнаруженное почти одновременно двумя группами экспериментаторов в 1961 году. Эксперименты подтвердили существование квантования магнитного потока. Оказалось, однако, что электрический заряд в формуле для кванта магнитного потока равен двум зарядам электрона. Это явилось подтверждением *эффекта Купера*, который служил основой «микроскопической теории сверхпроводимости» Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) [3].

В 1950 году была опубликована работа В.Л. Гинзбурга и Л.Д. Ландау [4], в которой было обобщение феноменологической теории братьев Лондон. Были предложены уравнения для эффективной волновой функции пар электронов. Параметры их теории определяются измеряемыми значениями критического магнитного поля и глубины проникновения.

В 1950 году был открыт *изотопический эффект* – зависимость критической температуры от массы ионов решетки, что дало основание Н. Фрелиху и Дж. Бардину высказать предположение о существенной роли взаимодействия электронов через колебания решетки. Эта идея и была реализована Л. Купером.

Существенный вклад в теорию сверхпроводимости был сделан в 1957 году Н.Н. Боголюбовым [5]. Вехой в развитии теории сверхпроводимости была опубликованная в 1957 году работа Л.П. Горькова [6], в которой он установил связь теории БКШ с теорией Гинзбурга – Ландау.

А. Абрикосовым и Н. Заварицким в 1952 году на основе анализа экспериментальных данных было предсказано существование нового класса сверхпроводников – сверхпроводников второго рода [7]. Впоследствии оказалось, что именно к этому классу относятся материалы, в которых наблюдается высокотемпературная сверхпроводимость.

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости начали широко обсуждаться различные новые механизмы этого явления. Достаточно убедительной *микроскопической теории высокотемпературной сверхпроводимости* в настоящее время еще не существует (см., например, [8]). В такой ситуации возрастает роль феноменологических теорий, которые включают лишь измеримые параметры. К их числу и принадлежат теории братьев Лондон и Гинзбурга – Ландау.

Уравнения братьев Лондон и Гинзбурга – Ландау описывают стационарные состояния сверхпроводников в приближении сплошной среды. Описание временной эволюции в сверхпроводниках составляет одну из основных задач теории сверхпроводимости [9,10].

Эволюционные (кинетические и гидродинамические) уравнения для сверхпроводников, как и любые уравнения в приближении сплошной среды, являются диссипативными. Вследствие этого возникает не имеющий до настоящего времени ясного ответа принципиальный вопрос: *каким образом в диссипативной системе устанавливается стационарный (незатухающий) электрический ток?* Это влечет, в свою очередь, необходимость определения таких фундаментальных понятий как *ансамбль Гиббса* в условиях сверхпроводимости, *постоянный ток* и других. Возможные ответы на эти вопросы обсуждались ранее [11–14]. Цель предлагаемой статьи – показать, в какой мере эти ответы позволяют оправдать феноменологические уравнения братьев Лондон и Гинзбурга – Ландау.

1. Уравнения братьев Лондон и Гинзбурга – Ландау

Обозначим число куперовских пар через $n^*(\mathbf{R},t|T)$ и введем по Гинзбургу – Ландау *эффективную волновую функцию пар сверхпроводящих электронов* $\psi(\mathbf{R},t|T)$.

Радиус Дебая (порядка 10^{-7}–10^{-8} см) меньше характерного масштаба куперовской пары, а также и размера точки сплошной среды. По этой причине кулоновское отталкивание не играет существенной роли в процессах сверхпроводимости. Это дает основание считать распределение электронов в сверхпроводниках пространственно однородным. Квадрат модуля функции ψ определяет среднюю плотность числа куперовских пар

$$|\psi|^2 \equiv n^* = \frac{n_S}{2}, \qquad (1)$$

где n_S – число сверхпроводящих электронов. Следуя духу теории фазовых переходов второго рода, развитой Ландау, комплексную функцию ψ можно принять за параметр порядка. При пространственно однородном распределении параметр $|\psi|^2$ отличен от нуля лишь при температурах ниже критической. В критической точке он равен нулю.

В работе Гинзбурга – Ландау рассматривается только стационарное уравнение для эффективной волновой функции. Одна из возможностей временного описания – использование для эффективной волновой функции соответствующего нелинейного уравнения Шредингера (уравнения Хартри) для частиц с удвоенным зарядом электрона $e^*=2e$. Именно так поступает, например, Р.Фейнман [15, гл. 19].

$$i\hbar \frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{1}{2m^*}|(-i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} - \frac{e^*}{c}\mathbf{A})|^2\psi + e^*\varphi\psi, \qquad \mathrm{div}\mathbf{A} = 0, \qquad (2)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{R},t)$ – векторный потенциал. Потенциал $\varphi(\mathbf{R},t)$ связан с эффективной волновой функцией $\psi(\mathbf{R},t)$. Соответствующее уравнение непрерывности

$$\frac{\partial|\psi|^2}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{j}_S}{\partial \mathbf{R}} = 0. \qquad (3)$$

Ток, создаваемый парами электронов, определяется выражением

$$\mathbf{j}_S = -\frac{ie^*\hbar}{2m^*}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{e^{*2}}{2m^*c}|\psi|^2\mathbf{A}. \qquad (4)$$

Представим комплексную функцию ψ в виде

$$\psi = |\psi|\exp(i\theta) \equiv a\exp(i\theta). \qquad (5)$$

Здесь $\theta(\mathbf{R},t)$ – фаза, $a(\mathbf{R},t)$ – амплитуда. Выражение для тока сверхпроводящих электронов можно тогда записать в виде

$$\mathbf{j}_S \equiv e^*|\psi|^2\mathbf{u}_S = \frac{e^*\hbar}{m^*}\left\{\frac{\partial\theta}{\partial\mathbf{R}} - \frac{e^*\mathbf{A}}{\hbar c}\right\}|\psi|^2. \qquad (6)$$

Отсюда следует выражение для *гидродинамической* скорости $\mathbf{u}_S(\mathbf{R},t)$ сверхпроводящих электронов

$$\mathbf{u}_S = \frac{\hbar}{m^*}\frac{\partial\theta}{\partial\mathbf{R}} - \frac{e^*\mathbf{A}}{m^*c}, \qquad \mathrm{div}\mathbf{A}=0. \qquad (7)$$

Оно состоит из суммы потенциальной и вихревой составляющих. Ток $\mathbf{j}_S$ в нормальном состоянии равен нулю, так как равна нулю функция $|\psi|^2$, определяющая число сверхпроводящих электронов.

В металлах плотность электронов компенсируется положительно заряженным однородным фоном. В стационарном состоянии (5) $|\psi|^2=\mathrm{const}$ и уравнения Максвелла имеют вид

$$\mathrm{rot}\mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{j}_S, \quad \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}, \quad \mathrm{div}\mathbf{j}_S = 0. \qquad (8)$$

При условии постояннства фазы θ=const, *что имеет место для сплошного* (без дырок) сверхпроводника, потенциальная составляющая скорости $\mathbf{u}_S$ равна нулю и ток связан с векторным потенциалом уравнением братьев Лондон

$$\mathbf{j}_S = -|\psi|^2 \frac{e^{*2}}{m^* c}\mathbf{A} \equiv -|\psi|^2 \frac{2e^2}{mc}\mathbf{A}. \qquad (9)$$

Из него в сочетании с уравнениями Максвелла следует замкнутое уравнение для магнитного поля

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}^2}{\partial \mathbf{R}^2} + \frac{\mathbf{B}}{\delta_L{}^2} = 0. \qquad (10)$$

Для обозначения *глубины проникновения* здесь использована длина братьев Лондон δ_L

$$\delta_L{}^2 = \frac{m^* c^2}{4\pi e^{*2}|\psi|^2} \equiv \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_S}. \qquad (11)$$

Теория братьев Лондон, в которой принят факт существования незатухающего электрического тока, дает объяснение эффекта Мейснера – Ок–сенфельда. Полученное таким путем выражение для глубины проникновения δ_L соответствует экспериментальным данным. Типичная величина δ_L – порядка 10^{-5} см.

Итак, теория братьев Лондон основана на предположении, что при низких температурах возможно существование незатухающего электрического тока, переносимого парами электронов. В стационарном состоянии плотность сверхпроводящих пар $|\psi|^2$=const и входит лишь как постоянный параметр. Уравнения, описывающие экранировку магнитного поля и тока, являются классическими – не содержат постоянную Планка.

При установлении уравнения братьев Лондон использовалось лишь уравнение непрерывности. Покажем, что уравнение братьев Лондон удовлетворяет полной системе обратимых гидродинамических уравнений, которая получается на основе уравнения Шредингера.

Формула для тока (4) следует из уравнения непрерывности для плотности сверхпроводящих электронов (2). Однако уравнение непрерывности есть лишь одно из системы двух замкнутых гидродинамических уравнений.

Основываясь на уравнении Шредингера для эффективной волновой функции, можно получить и уравнение для средней скорости сверхпроводящих электронов

$$\frac{\partial \mathbf{u}_S}{\partial t} + (\mathbf{u}_S \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}})\mathbf{u}_S = \frac{e^*}{m^*}(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_S,\mathbf{B}]) + \frac{1}{m_S}\frac{\partial U_{\text{quant}}}{\partial \mathbf{R}}. \qquad (12)$$

Здесь введено обозначение

$$U_{\text{quant}} = \frac{\hbar^2}{2\rho_S{}^{1/2}} \frac{\partial^2 \rho_S{}^{1/2}}{\partial \mathbf{R}^2} \qquad (13)$$

для *квантовой потенциальной энергии*, через которую в классические по форме гидродинамические уравнения для функций $\rho_S,\mathbf{u}_S$ входит квантовый источник.

В теории братьев Лондон магнитное поле и, как следствие, гидродинамическая скорость являются малыми. В линейном приближении уравнение движения принимает вид

$$\frac{\partial \mathbf{u}_S}{\partial t} = -\frac{e^*}{m^* n^*}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \qquad (14)$$

Это уравнение – следствие уравнения Шредингера, поэтому и не содержит диссипации. С учетом постоянства плотности пар уравнение (9) можно переписать в виде

$$\mathbf{u}_S = -\frac{e^*}{m^*c}\mathbf{A}. \tag{15}$$

Обратимое уравнение (14) выполняется именно в силу уравнения братьев Лондон.

Таким образом, теория братьев Лондон в большой степени опирается на сам факт существования явления сверхпроводящего тока, но не объясняет его. Используется также условие $|\psi|^2$=const. При этом остается без ответа вопрос о зависимости числа сверхпроводящих электронов от температуры.

3. Сопоставление с теорией Гинзбурга – Ландау

Следующий существенный шаг в развитии феноменологической теории сверхпроводимости был сделан в работе В.Л. Гинзбурга и Л.Д. Ландау [4], то есть задолго до появления микроскопической теории БКШ. При этом, однако, природа фазового перехода в сверхпроводниках не конкретизировалась. Она выяснилась лишь при создании теории БКШ.

Теория Гинзбурга – Ландау, хотя и является значительно более общей и эффективной, чем теория братьев Лондон, но все же не дает ответа на принципиальный вопрос: почему в сверхпроводнике, который, как всякая сплошная среда является диссипативной системой, возможен незатухающий ток?

Стационарное уравнение Гинзбурга – Ландау имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial\mathbf{R}^2} + \left\{\alpha\frac{T-T_C}{T_C} + b|\psi|^2\right\}\psi = 0. \tag{16}$$

Оно строится на основе «синтеза» квантовой механики и теории фазовых переходов второго рода, развитой Ландау. Теория БКШ позволяет связать коэффициенты α, b теории Гинзбурга – Ландау с параметрами нормального состояния сверхпроводника. Основой служит стационарное уравнение для комплексной эффективной волновой функции ψ.

Имеются две возможности временного обобщения этого уравнения. Выше было использовано квантовомеханическое обобщение. Это привело к нелинейному уравнению Шредингера (2). Оно соответствует уравнению Хартри с потенциалом Гинзбурга – Ландау $\varphi_{G\text{-}L}$

$$e^*\varphi \equiv \varphi_{G\text{-}L} = \alpha\frac{T-T_C}{T_C} + b|\psi|^2. \tag{17}$$

Выше, при описании временной эволюции было отдано предпочтение квантовому формализму. В результате пришли к нелинейному уравнению Шредингера (уравнению Хартри)

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{1}{2m^*}\left|\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\right)\right|^2\psi + \varphi_{G\text{-}L}\psi. \tag{18}$$

Члены, ответственные за фазовый переход, выражены через соответствующий потенциал $\varphi_{G\text{-}L}$. Наличие дополнительного потенциала $\varphi_{G\text{-}L}$ не меняет вида уравнения непрерывности. Второе гидродинамическое уравнение принимает вид

$$\frac{\partial\mathbf{u}_S}{\partial t} + \left(\mathbf{u}_S\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}}\right)\mathbf{u}_S = \frac{e^*}{m^*}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_S, \mathbf{B}]\right\} - \frac{1}{m^*}\frac{\partial(U_{\text{quant}}+\varphi_{G\text{-}L})}{\partial\mathbf{R}}. \tag{19}$$

Через дополнительную силу входит зависимость числа куперовских пар от температуры. Эта зависимость в теории братьев Лондон не учитывается. При прежних условиях (постоянство фазы и плотности сверхпроводящих электронов) уравнение братьев Лондон выполняется в линейном приближении.

Уравнение Хартри с потенциалом Гинзбурга – Ландау является обратимым и дает, таким образом, лишь динамическое описание сверхпроводника. Поскольку, однако, число куперовских пар зависит от температуры, то более адекватным является не «динамический», а «химический» способ временного обобщения стационарного уравнения Гинзбурга – Ландау. Этот вопрос неоднократно обсуждался в литературе (см., например, [16,17]). Рассмотрим соответствующее обобщение уравнения Гинзбурга – Ландау для описания временных процессов в сверхпроводниках.

4. Релаксационное уравнение Гинзбурга – Ландау и кинетическое уравнение

Отдадим теперь предпочтение диссипативным процессам, которые имеют место при фазовых переходах. При этом вместо уравнения Хартри приходим к релаксационному уравнению Гинзбурга – Ландау.

Для системы куперовских пар характерная длина («длина когерентности» при нулевой температуре) и коэффициент пространственной диффузии определяются выражениями

$$\xi_0^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*\alpha} \approx \frac{p_F^2}{p_{Tc}}\lambda_B^2, \quad D = \frac{\hbar}{2m^*}. \tag{20}$$

Отсюда следуют соотношения для времени диффузии τ_D и соответствующего коэффициента трения γ

$$\tau_D = 1/\gamma = \xi_0^2/D = \hbar/\alpha, \quad \gamma = \alpha/\hbar. \tag{21}$$

Релаксационное уравнение Гинзбурга – Ландау при нулевом поле (**A**=0) имеет вид

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{2}\left\{\frac{T - T_C}{T_C} + \frac{|\psi|^2}{n}\right\}\psi + D\frac{\partial^2\psi}{\partial\mathbf{R}^2}, \tag{22}$$

где $n(\mathbf{R}, t)$ – среднее число электронов в единице объема. Оно служит примером реакционно-диссипационного уравнения. В нем взаимодействия с нормальными электронами и фононами, диссоциация и образование куперовских пар учитываются лишь через коэффициенты.

Запишем теперь соответствующее уравнение Фоккера – Планка для локальной функции распределения f значений случайной величины $|\psi|^2=n^*$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n'}(D_{n^*}n'\frac{\partial f}{\partial n'}) + \frac{\partial}{\partial n'}\left\{\gamma(\frac{T - T_C}{T_C} + n')n'f\right\} + D\frac{\partial^2 f}{\partial\mathbf{R}^2}, \qquad n' = \frac{n^*}{n}. \tag{23}$$

Коэффициент диффузии D_{n^*} определяется одним из двух выражений

$$D_{n^*} = \frac{1}{N}\frac{k_BT}{\hbar}, \quad D_{n^*} = \frac{1}{N_{\mathrm{ph}}}\frac{k_BT}{\hbar}. \tag{24}$$

Первое из них в равновесном состоянии приводит к распределению Ландау. Второе же приводит к сглаженному распределению Больцмана.

В самосогласованном приближении по первому моменту имеем уравнение

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = \left\{D_{n^*} - \gamma(\frac{T - T_C}{T_C} + n')\,n'\right\} + D\frac{\partial^2 n'}{\partial\mathbf{R}^2}. \tag{25}$$

В нем еще не учтены два важных фактора: эволюция фазы и действие электрического и магнитного полей. Без этого невозможно объяснение ни сверхпроводимости, ни эффекта Мейснера – Оксенфельда. Необходимое усовершенствование кинетического уравнения для описания сверхпроводимости будет проведено в заключительной части этой работы.

В стационарном и пространственно однородном состоянии отсюда получаем алгебраическое уравнение для функции n'

$$n'^{\,2} + \frac{T - T_C}{T_C} n' = \frac{D_{n^*}}{\gamma} = \frac{1}{N_{ph}} \frac{k_B T}{\hbar\gamma} = \frac{1}{N_{ph}} \frac{k_B T}{\alpha}. \tag{26}$$

В термодинамическом пределе, когда $N_{ph} \to N \to \infty$, это уравнение переходит в уравнение для параметра порядка теории Ландау

$$\{\, n' + \frac{T - T_C}{T_C} \,\}\, n' = 0. \tag{27}$$

Однако само уравнение (26) определяет конечные значения при всех значениях температуры. Так, при температурах, значительно больших критической, решение имеет вид

$$n^* = \frac{1}{N_{ph}} \frac{k_B T}{\alpha} \frac{T_C}{T - T_C} n, \tag{28}$$

в критической точке

$$n^* = \{\, \frac{1}{N_{ph}} \frac{k_B T}{\alpha} \,\}^{1/2}\, n \tag{29}$$

и, наконец, при температурах, значительно ниже критической, плотность числа сверхпроводящих электронов определяется выражением

$$n^* = \frac{T_C - T}{T_C} n, \tag{30}$$

которое совпадает с результатом теории Ландау.

5. Существует ли в настоящее время теория сверхпроводимости?

Были рассмотрены два варианта временного обобщения стационарного уравнения Гинзбурга – Ландау. В первом случае временная эволюция описывается на основе обратимого уравнения Хартри с потенциалом, который определяется распределением плотности сверхпроводящих электронов. Как и в теории братьев Лондон, остается открытым вопрос о природе сверхпроводящего тока в диссипативной среде. Во втором случае использовались соответствующие релаксационные уравнения.

В обоих случаях остается открытым вопрос о физической природе незатухающего тока. Таким образом, несмотря на несомненные успехи достаточно полной теории сверхпроводимости в настоящее время еще не существует.

В такой ситуации естественно стремление построить эволюционные уравнения для описания сверхпроводимости с одновременным учетом как динамических, так и диссипативных вкладов. Примеры таких уравнений известны [9, (8.27); 10]. Однако приведенные в литературе уравнения все же еще слишком сложны для анализа и не вполне четко отражают физическое содержание проблемы. Остается без ответа вопрос: *почему в диссипативной системе возможен сверхпроводящий ток*? Ниже делается попытка дать на него ответ.

Будет показано, что существование сверхпроводящего тока становится возможным благодаря возникновению фликкер–шума и соответствующих остаточных временных корреляций.

6. Реакционно-диффузионно-динамические уравнения в теории сверхпроводимости

При использовании нелинейного уравнения Шредингера, отвечающего стационарному уравнению Шредингера, было показано, что гидродинамическое уравнение при достаточно малых скоростях не содержит постоянную Планка.

Напомним также, что классическое выражение для длины δ_L инвариантно относительно замены

$$e, m, n, \leftrightarrow e^*, m^*, n^* \tag{31}$$

и в теории братьев Лондон нет зависимости от вида статистики: Бозе или Ферми. Роль куперовских пар сводится к следующему.

Во-первых, благодаря им в системе газа Ферми происходит фазовый переход – возникает устойчивое равновесное состояние с более низкой энергией, чем соответствующее состояние свободных электронов.

Во-вторых, сверхпроводящее состояние представляет сплошную среду, в которой размер точки определяется квантовым параметром – длиной волны де Бройля $\lambda_B = \hbar / p_{T_C}$. Эта длина значительно превышает радиус Дебая. Благодаря этому сверхпроводник представляет собой необычную сплошную среду. В ней «физическое число Кнудсена» – основной малый параметр сплошной среды – определяется выражением

$$(\mathrm{K}_n)_{\mathrm{ph}} = \frac{\lambda_B}{L} = \frac{\hbar}{p_{T_C} L} \tag{32}$$

и, следовательно, является квантовой характеристикой. Для сверхпроводника роль параметра L играют длина когерентности (размер пары) $\xi_0 = \hbar/(2m^*\alpha)^{1/2}$ и длина λ_B. Для сверхпроводников лондоновского типа наибольшим является безразмерный малый параметр

$$(\mathrm{K}_n)_{\mathrm{ph}} = \frac{\lambda_B}{\xi_0} \approx \frac{p_{T_C}}{p_F} << 1. \tag{33}$$

Таким образом, фазовый переход в сверхпроводящее состояние, обусловленный существованием куперовских пар, можно трактовать как переход к квантовой «сплошной среде», основным безразмерным малым параметром которой является «квантовое физическое число Кнудсена».

В теории сверхпроводимости, как и в квантовой и классической механике при описании движения заряженных частиц в поле, используются два импульса. Соответственно этому можно ввести два квантовых распределения Вигнера

$$f(\mathbf{R},\mathbf{p},t) \text{ и } f(\mathbf{R},\mathbf{P},t), \qquad \mathbf{p} = \mathbf{P} - \frac{e^*}{c}\mathbf{A}, \tag{34}$$

где $\mathbf{P}$ – канонический импульс. Уравнение для функции $f(\mathbf{R},\mathbf{p},t)$ является обратимым динамическим уравнением [18]. В классическом пределе оно совпадает с соответствующим уравнением Лиувилля.

С учетом диссипации используем более общее кинетическое уравнение для локальной функции распределения $f(n^*,\mathbf{R},\mathbf{v},t)$ значений плотности пар сверхпроводящих электронов

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{R}} + \frac{e^*}{m^*}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_S,\mathbf{B}]\right\}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = I_{(\mathrm{v})} + I_{(\mathrm{R})} + I_{(n^*)}, \quad \mathrm{div}\mathbf{E} = 0. \tag{35}$$

Нормировка функции распределения $f(n^*,\mathbf{R},\mathbf{v},t)$ проводится на среднее число частиц n^*, которое зависит от температуры.

Подобные по структуре уравнения использовались (см., например, [16,17]).

Существенное отличие возникает при конкретизации «интегралов столкновений». Сумму второго и третьего «интегралов столкновений» представим в виде суммы двух вкладов: первый описывает пространственную диффузию функции распределения; второй – диффузию в пространстве значений числа пар электронов.

$$I_{(\mathbf{R})}+I_{(n^*)} = D\frac{\partial^2 f}{\partial \mathbf{R}^2} + \frac{\partial}{\partial n^*}\left(D_{n^*}nn^*\frac{\partial f}{\partial n^*}\right) + \frac{\partial}{\partial n^*}\left\{\gamma\left(\frac{T-T_C}{T_C}+\frac{n^*}{n}\right)n^* f\right\}. \quad (36)$$

Коэффициенты диффузии D_{n^*}, D и трения γ определяются формулами

$$D_{n^*} = \frac{1}{N_{\text{ph}}}\frac{k_B T}{\hbar}, \quad D = \frac{\hbar}{2m^*}, \quad \gamma = \frac{\alpha}{\hbar}. \quad (37)$$

«Интеграл столкновений» $I_{(\mathbf{v})}$ определяет перераспределение пар электронов по скоростям. Он обладает теми же свойствами, что и интеграл столкновений Больцмана в кинетической теории газов.

Перейдем от кинетического уравнения к уравнениям для локальных функций $\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}$, $\mathbf{u}_S(\mathbf{R},t)$. В самосогласованном приближении по первым моментам функция распределения $f(n^*,\mathbf{R},\mathbf{v},t)$ представляется в виде

$$f(n^*,\mathbf{R},\mathbf{v},t) = \delta(\mathbf{v}-\mathbf{u}_S)\,\delta(n^*-\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}). \quad (38)$$

В результате получаем уравнение для средней локальной плотности числа частиц

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}}{n} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}\frac{\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}\mathbf{u}_S}{n} = D_{n^*} - \gamma\left\{\frac{T-T_C}{T_C} + \frac{\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}}{n}\right\}\frac{\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}}{n} + D\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2}\frac{\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}}{n}. \quad (39)$$

Оно содержит члены, учитывающие рождение и исчезновение пар электронов («химическую реакцию») и вклад самодиффузии. По этой причине поток пар электронов определяется не только конвективным переносом $\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}\mathbf{u}_S$, но и пространственной диффузией. Подобные результаты имеют место при описании неравновесных процессов в газах и плазме [19, т. 1, 2].

При построении теории братьев Лондон предполагалось, что плотность куперовских пар $\langle n^*\rangle_{\mathbf{R},t}$=const. Теперь в стационарном состоянии имеем уравнения

$$D_{n^*} - \gamma\left[\frac{T-T_C}{T_C} + \frac{\langle n^*\rangle}{n}\right]\frac{\langle n^*\rangle}{n} = 0, \qquad \operatorname{div}\mathbf{u}_S = 0. \quad (40)$$

Первое уравнение определяет $\langle n^*\rangle$ *при всех значениях температуры*. Из второго уравнения следует, что сверхпроводящий ток является вихревым.

7. Уравнения братьев Лондон с учетом диссипации

С помощью кинетического уравнения получим уравнение для скорости

$$\frac{\partial \mathbf{u}_S}{\partial t} + \left(\mathbf{u}_S\frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}\right)\mathbf{u}_S = \nu\frac{\partial^2 \mathbf{u}_S}{\partial \mathbf{R}^2} + \frac{e^*}{m^*}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_S,\mathbf{B}]\right\}, \qquad \operatorname{div}\mathbf{E} = 0. \quad (41)$$

Здесь предполагается, что коэффициенты диффузии, кинематической вязкости и температуропроводности одинаковы. Это и дало основание для замены $D\rightarrow\nu$. При слабых токах и слабом магнитном поле можно пренебречь нелинейными членами и записать уравнение для гидродинамической скорости пар

$$\frac{\partial \mathbf{u}_S}{\partial t} = \nu\frac{\partial^2 \mathbf{u}_S}{\partial \mathbf{R}^2} + \frac{e^*}{m^*}\mathbf{E}. \quad (42)$$

В сочетании с уравнениями Максвелла

$$\mathrm{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_S, \quad \mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathrm{div}\mathbf{E} = 0 \tag{43}$$

имеем замкнутую систему уравнений для плотности и гидродинамической скорости пар электронов, а также для напряженности электрического и магнитного полей. Сопоставим результат с теорией братьев Лондон. Основные различия состоят в следующем.

Во–первых, в теории братьев Лондон средняя плотность числа сверхпроводящих электронов есть неопределенная постоянная величина – число пар электронов при нулевой температуре. *Теперь величина* $\langle n^* \rangle$ *определяется при всех значениях температуры.*

Во–вторых, теперь имеем «диссипативное уравнение братьев Лондон» (42). Это, казалось бы, закрывает саму возможность существования незатухающего тока. Как объяснить наличие сверхпроводящего тока в диссипативной системе?

В следующем разделе обсуждается вопрос о связи возможности существования сверхпроводящего тока и наличия фликкер–шума – «шума $1/f$» . Предположение, что фликкер–шум определяет возможность существования *когерентного* состояния – сверхпроводимости, представляется, на первый взгляд, парадоксальным. Дело, однако, в том, что фликкер–шум сам представляет собой когерентное состояние, аналогичное, в определенной мере, конденсации бозе–газа. Теперь, однако, «конденсация» в пространстве волновых чисел (моментов) происходит в диссипативной среде.

8. Диссипативные уравнения братьев Лондон. Фликкер–шум и сверхпроводимость

8.1. ***Фликкер–шум.*** Физическое явление, получившее название *фликкер–шум* (от английского слова flicker – мерцание), заключается в аномальном поведении спектра флуктуаций самых различных физических характеристик в области низких частот ω. Именно, по мере уменьшения частоты в области фликер–шума спектральная плотность временных флуктуаций начинает возрастать по универсальному закону «$1/\omega$». Фликкер–шум характеризуется также и аномально большими временами корреляции флуктуаций τ_{cor} [11–13, 20].

Несмотря на усилия многих ученых до настоящего времени нет единого взгляда на природу этого явления. Это можно проиллюстрировать реакцией Х.Хакена на мою первую работу по этому вопросу. После обсуждения он сказал: «Каждый физик–теоретик может иметь свою теорию фликкер–шума». Я воспользовался этим «разрешением» [12– 14, доп. Д.1; 19, т. 1, гл. 20].

Фликкер–шум наблюдается в области частот, ограниченной со стороны высоких частот временем диффузии $\tau_D = L^2/D$ (здесь D – коэффициент пространственной диффузии, а L – минимальный характерный масштаб образца).

Для минимальной частоты спектра фликкер–шума ω_{min} возможны два определения: «субъективное», зависящее от условий измерения, и «объективное», определяемое параметрами всей системы. В первом случае ω_{min} определяется временем наблюдения τ_{obs}. Опыт показывает, что зависимость $1/\omega$ сохраняется по мере увеличения времени наблюдения. Это дает основание предполагать, что нижняя граница спектра фликкер–шума определяется временем жизни самой установки, в которой исследуется явление сверхпроводимости, то есть временем τ_{life}. Таким образом, область существования фликкер–шума определяется неравенствами

$$\frac{1}{\tau_{\text{life}}} \le \frac{1}{\tau_{\text{obs}}} << \omega << \frac{1}{\tau_D} = \frac{D}{L^2}. \tag{44}$$

В области фликкер–шума возникает новый масштаб и соответствующий объем

$$L_\omega = (D/\omega)^{1/2} >> L, \quad V_\omega = L_\omega^3 >> V. \tag{45}$$

При этих условиях размерность образца не играет роли и в пределе очень больших времен наблюдения ее можно считать равной нулю, что отвечает нулевому объему V.

Имеем, таким образом, цепочку неравенств для объемов

$$V = V_D << V_\omega << V_{\text{obs}} \le V_{\text{life}}. \tag{46}$$

Согласно излагаемым представлениям равновесный фликкер–шум возникает при диффузии в ограниченном объеме. В неограниченном образце соответствующая спектральная плотность при диффузии определяется известным выражением

$$(\delta n \delta n)_{\omega,\mathbf{k}} = \frac{(yy)_{\omega,\mathbf{k}}}{\omega^2 + (Dk^2)^2}, \quad (yy)_{\omega,\mathbf{k}} = 2Dk^2 \langle \delta n \delta n \rangle_{\mathbf{k}}. \tag{47}$$

Здесь введено обозначение для спектральной плотности соответствующего источника Ланжевена. Для идеального газа $\langle \delta n \delta n \rangle_{\mathbf{k}} = n$. В общем же случае она определяется через изотермическую сжимаемость корреляций положений частиц образца.

Область применимости формулы (47) ограничена как со стороны малых, так и со стороны больших масштабов. Для области фликкер–шума частоты столь малы, что выполняются неравенства $(D/\omega)^{1/2} >> L$, $V_\omega >> V$. Первое из них можно записать в виде $1/\omega >> \tau_D = L^2/D$. Таким образом, период $1/\omega$ много больше времени диффузии. Для столь низких частот спектральная плотность источника Ланжевена определяется выражением [12; 19, т. 1, гл.20]

$$(yy)_{\omega,\mathbf{k}} = 2Dk^2 A_0 V_\omega \langle \delta n_V \delta n_V \rangle \exp\left(-\frac{Dk^2}{2\omega}\right), \quad n_{\text{eff}} = A_0 V_\omega \langle \delta n_V \delta n_V \rangle. \tag{48}$$

Здесь A_0 – постоянный множитель; $\langle \delta n_V \delta n_V \rangle$ – коррелятор флуктуаций, усредненных по объему образца. Для идеального газа он определяется равенством

$$\langle \delta n_V \delta n_V \rangle = \frac{n}{V}. \tag{49}$$

Соответствующее выражение для интенсивности источника Ланжевена имеет вид

$$(yy)_{\omega,\mathbf{k}} = 2Dk^2 A_0 n \frac{V_\omega}{V} \exp\left(-\frac{Dk^2}{2\omega}\right). \tag{50}$$

Таким образом, для области фликкер–шума имеет место замена

$$n \to n_{\text{eff}} = A_0 n \frac{V_\omega}{V}. \tag{51}$$

Этим учитывается многократная диффузия – каждая частица покрывает «диффузионный объем» V_ω, много больший объема образца V. При этом каждая частица «срабатывает» много раз. Это и приводит к тому, что эффективная плотность частиц в V_ω/V раз больше реальной, что и учитывается заменой (51). Постоянный множитель A_0 будет определен из условия нормировки.

В интенсивности источника Ланжевена имеется сильная зависимость от частоты и более сильная зависимость от волнового числа. При этом дисперсия по волновым числам пропорциональна частоте ω

$$\langle(\delta k)^2\rangle \sim 1/L_\omega^2 = \omega/D, \qquad (52)$$

поэтому в области фликкер–шума имеет место очень резкое распределение по волновым числам – своеобразная «бозе–конденсация». Это говорит о том, что в области фликкер–шума возникает пространственная когерентность.

Подстановка формул (50) и (51) в первую формулу (47) приводит к выражению для пространственно–временной спектральной плотности в области фликкер–шума

$$(\delta n\delta n)_{\omega,\mathbf{k}} = \frac{2Dk^2}{\omega^2+(Dk^2)^2} AV_\omega \langle\delta n_V \delta n_V\rangle \exp\left(-\frac{Dk^2}{2\omega}\right). \qquad (53)$$

Здесь можно выполнить интегрирование по **k** и получить выражение для соответствующей временной спектральной плотности

$$(\delta n\delta n)_\omega = \frac{\pi\langle\delta n_V \delta n_V\rangle}{\ln(\tau_{\rm life}/\tau_D)\omega}, \quad \frac{1}{\tau_{\rm life}} \le \frac{1}{\tau_{\rm obs}} << \omega << \frac{1}{\tau_D}. \qquad (54)$$

Постоянный множитель A_0 определен из условия нормировки

$$\int_{1/\tau_{\rm life}}^{1/\tau_D} (\delta n\delta n)_\omega \frac{d\omega}{\pi} = \langle\delta n_V \delta n_V\rangle. \qquad (55)$$

Тем самым предполагается, что основной вклад в коррелятор $\langle\delta n_V \delta n_V\rangle$ приходится на область фликкер–шума.

8.2. ***Временная корреляция.*** Временная корреляция связана с временной спектральной плотностью соотношением

$$\langle\delta n\delta n\rangle_\tau = \int_{1/\tau_{\rm life}}^{1/\tau_D} (\delta n\delta n)_\omega \frac{d\omega}{\pi}. \qquad (56)$$

Отсюда следует, что

$$\langle\delta n\delta n\rangle_\tau = \left\{ C - \frac{\ln(\tau/\tau_D)}{\ln(\tau_{\rm life}/\tau_D)} \right\} \langle\delta n_V \delta n_V\rangle \ \text{при}\ \tau_D << \tau << \tau_{\rm life},$$
$$C = 1 - \frac{\gamma}{\ln(\tau_{\rm life}/\tau_D)}, \quad \gamma = 0.577. \qquad (57)$$

Здесь использованы постоянные Эйлера.

Таким образом, в области фликкер–шума зависимость от τ очень слабая – логарифмическая при большом значении аргумента. Это дает основание говорить о наличии *остаточных временных корреляций.*

Определим соответствующее характерное время корреляции.

Специфика для фликкер–шума состоит в следующем. Интегрирование по τ надо проводить в пределах $\tau_D \le \tau \le \tau_{\rm life}$. Поскольку значение τ отсчитывается от $\tau=\tau_D$, то при определении характерного времени корреляции надо делить не на дисперсию, а на временной коррелятор при наименьшем значении τ, то есть при $\tau=\tau_D$. Это дает основание определить характерное время корреляции, не связанное с временем наблюдения, следующим выражением:

$$\tau_{cor} = \int_{\tau_D}^{\tau_{life}} \langle \delta n \delta n \rangle_\tau d\tau / \langle \delta n \delta n \rangle_{\tau=\tau_D}. \qquad (58)$$

Для оценки времени корреляции проводим интегрирование при выполнении неравенств $\tau_D \ll \tau \ll \tau_{life}$. В результате находим, что

$$\tau_{cor} \sim \tau_{life} / \ln(\tau_{life}/\tau_D). \qquad (59)$$

Таким образом, время корреляции при неограниченном времени жизни τ_{life} стремится к бесконечности.

Изложенное дает основание для вывода, что в области фликкер–шума имеет место как пространственная, так и временная когерентность. Это и открывает возможность для установления связи двух когерентных явлений: фликкер–шума и сверхпроводимости.

8.3. ***Фликкер–шум и сверхпроводимость.*** Фликкер–шум представляет собой пространственно–временную когерентную структуру. Это делает существование связи между фликкер–шумом и сверхпроводимостью менее удивительной.

В приближении первых моментов из уравнения (35) была получена соответствующая система гидродинамических уравнений. Она состоит из уравнения непрерывности с «химическим источником» (39), которое при условии $\langle n_S \rangle_{\mathbf{R},t}$=const эквивалентно уравнениям (40). Первое из них позволяет найти зависимость этой величины, $\langle n_S \rangle_{\mathbf{R},t}$, от температуры. Второе показывает, что поле скорости является вихревым.

Уравнение же для средней скорости перепишем в виде уравнения для вихря электрического тока и введем в него соответствующий источник Ланжевена

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\Omega + \frac{e^{*2} n_S}{m^* c}\mathbf{B}\right\} = \nu \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \mathbf{R}^2} + y_\Omega, \quad \Omega = \mathrm{rot}\mathbf{j}, \quad D = \nu. \qquad (60)$$

Это уравнение должно быть дополнено уравнением Максвелла

$$\mathrm{rot}\mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j}/c. \qquad (61)$$

Итак, для вихря мы имеем уравнение диффузионного типа с источником Ланжевена. Можно предположить, что поле не влияет на характер естественного фликкер–шума. Тогда для спектральной плотности источника Ланжевена можно использовать выражение, аналогичное формуле (48),

$$(\mathbf{y}_\Omega \mathbf{y}_\Omega)_{\omega,\mathbf{k}} = 2\nu k^2 A_1 V_\omega \exp\left(-\frac{\nu k^2}{2\omega}\right) \langle \delta\Omega_V \delta\Omega_V \rangle. \qquad (62)$$

Величину A_1 снова находим из условия нормировки спектральной плотности, но теперь уже флуктуаций вихря электрического тока

$$\int_{1/\tau_{life}}^{1/\tau_D} \frac{d\omega}{\pi} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} (\delta\Omega\delta\Omega)_{\omega,\mathbf{k}} = \langle \delta\Omega_V \delta\Omega_V \rangle. \qquad (63)$$

Напомним, что формулы для спектральной плотности источника Ланжевена при описании фликкер–шума были «построены» исходя из физических условий. Теперь нам понадобится уравнение для описания временной эволюции вихря среднего тока.

Вернемся к формуле (62) и перепишем ее в виде флуктуационно–диссипационного соотношения

$$(\mathbf{y}_\Omega \mathbf{y}_\Omega)_{\omega,\mathbf{k}} = 2\gamma(\omega,k) A_1 \langle \delta\Omega_V \delta\Omega_V \rangle. \qquad (64)$$

Здесь введено обозначение для соответствующего диссипативного коэффициента при наличии как временной, так и пространственной дисперсии

$$\gamma(\omega,k) = \nu k^2 V_\omega \exp\left(-\frac{\nu k^2}{2\omega}\right). \tag{65}$$

Путем обратного преобразования Фурье можно получить выражение для соответствующего диссипативного оператора. Этот оператор имеет весьма сложную структуру. Используем его простейшее представление в виде «$1/\tau_{\rm rel}$»–приближения. В этом приближении время релаксации $\tau_{\rm rel}$ порядка времени корреляции, то есть

$$\tau_{\rm rel} \sim \tau_{\rm cor} \sim \tau_{\rm life}/\ln(\tau_{\rm life}/\tau_D) >> \tau_{\rm obs} >> \tau_D. \tag{66}$$

В результате для вихря электрического тока вместо (60) получаем следующее «модельное» уравнение для среднего значения вихря

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\Omega + \frac{e^{*2}n_S}{m^*c}\mathbf{B}\right\} = -\frac{1}{\tau_{\rm rel}}\Omega, \quad \Omega = \mathrm{rot}\mathbf{j}. \tag{67}$$

Его следует решать совместно с уравнением Максвелла (61).

Поскольку время релаксации порядка времени жизни установки, то в нулевом приближении по безразмерному параметру

$$\frac{\tau_{\rm obs}}{\tau_{\rm life}} \quad \text{при} \quad \tau_{\rm life} >> \tau_{\rm obs} >> \tau_D \tag{68}$$

в уравнении (67) можно пренебречь диссипацией. Приходим, таким образом, к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\Omega + \frac{e^{*2}n_S}{m^*c}\mathbf{B}\right\} = 0. \tag{69}$$

При интегрировании по времени постоянную интегрирования можно принять за нуль, что согласуется с эффектом Мейснера – Оксенфельда. В результате приходим к уравнению братьев Лондон

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{j} = \frac{e^2 n_S}{mc}\mathbf{B}. \tag{70}$$

Рассмотрим его совместно с уравнением Максвелла (61). Это даст возможность получить замкнутое уравнение для магнитного поля

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial \mathbf{R}^2} - \frac{1}{\delta_L{}^2}\mathbf{B} = 0, \tag{71}$$

которое, как мы уже знаем, и описывает эффект Мейснера – Оксенфельда.

Итак, наличие многократной диффузии и, как следствие, фликкер–шума позволяет понять возможность одновременного существования сверхпроводящего тока и экранирования магнитного поля. Здесь трудно сказать, какое из этих двух явлений является более фундаментальным, настолько они переплетены между собой. Они оба оказываются возможными благодаря пространственно–временной когерентности флуктуаций вихря тока или магнитного поля.

Вернемся к неравенствам (68) и оценим значение времен наблюдения, при которых становится возможным наблюдение «незатухающего» сверхпроводящего тока. После этого вернемся к определению термина «незатухающий» (или «постоянный») ток.

Время диффузии τ_D определяет верхнюю по частотам границу области фликкер–шума $\omega_{\rm max}$~$1/\tau_D$. При этом существенно то значение времени диффузии, которое определяется минимальным масштабом (см. подробней [15, гл. 11, § 18]). Здесь минимальным масштабом является длина δ_L (порядка 10^{-5} см). Коэффициент диффузии D можно оценить по одной из двух формул: $\hbar/2m^*$ или $v_F l$ (l– эффективная длина свободного пробега куперовских пар). Из этих формул следует, что D~1÷10. Отсюда оцениваем нижнюю границу значений времени наблюдения фликкер–шума и сверхпроводимости

$$(\tau_{obs})_{min} \geq D = \delta_L{}^2/D \sim 10^{-10} \div 10^{-11} \text{ с.} \quad (72)$$

Обратимся теперь к определению понятий «незатухающий» или «сверхпроводящий» ток. Одно из определения этих понятий «измерительное». Оно связано с временем наблюдения. За пределами времени наблюдения нельзя гарантировать постоянство тока. Однако, поскольку по мере увеличения времени наблюдения не удается обнаружить затухание тока, то естественно предположить, что постоянство тока имеет место в пределах наибольшего временного интервала τ_{life}, то есть «времени жизни» установки.

Заключение

Итак, сделана попытка связать два, казалось бы, несовместимых явления: существование фликкер–шума и сверхпроводимости в диссипативной среде. Это оказалось возможным вследствие того, что сам фликкер–шум возникает благодаря образованию пространственной когерентной структуры при диффузионном процессе на временах, значительно превышающих характерное время однократной диффузии в образце конечного размера. Благодаря этому диссипация, обусловленная вязким трением, заменяется на диссипацию с характерным временем порядка времени жизни установки, в которой наблюдается сверхпроводимость. Это и открывает возможность для существования незатухающего (в пределах жизни установки) тока, а также экранирования магнитного поля.

Чем различаются сверхпроводящие и «несверхпроводящие» («нормальные») материалы? Для ответа надо обратиться к теориям, основанным на том или ином микроскопическом механизме сверхпроводимости.

Наличие связи фликкер–шума и сверхпроводимости позволяет «пролить дополнительный свет» на вопрос о возможности существования сверхпроводящего тока в диссипативной среде. Согласно изложенному, возникновению фликкер–шума, а следовательно, и сверхпроводимости способствует наличие малости хотя бы одного характерного параметра длины. В рассмотренной выше теории таким параметром служила длина братьев Лондон. В связи с этим можно ожидать, что предпочтительными для возникновения сверхпроводимости являются вещества, имеющие слоистую структуру.

Наконец, фазовый переход при существовании куперовских пар приводит к возникновению квантовой «сплошной среды», основным безразмерным малым параметром которой является квантовое «физическое число Кнудсена».

Библиографический список

1. *Bednorz J., Mueller K.* Perovskite–type oxides – the new approach to high–T_c superconductivity. The nobel foundation, 1988.

2. *London F.* Superfluids. Superconductivity. N.Y.:Wiley, 1954.Vol. 1.

3. *Bardeen J., Cooper L., Schriffer J.* Theory of superconductivity //Phys.Rev. 1957. Vol. 106. P. 162.

4. *Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д.* К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1064.

5. *Боголюбов Н.Н.* О новом методе в теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 58.

6. *Горьков Л.П.* Микроскопический вывод уравнения Гинзбурга – Ландау в теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. 1959. Т. 34. С. 1818.

7. *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.

8. *Плакида Н.М.* Высокотемпературные сверхпроводники. «Международная программа образования». Москва, 1996.

9. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.

10. *Гулян А.М., Жарков Г.Ф.* Сверхпроводники во внешних полях. М.: Наука, 1990.

11. *Климонтович Ю.Л.* Статистическая физика. М.: Наука, 1982; N.Y.: Harwood, 1986.

12. *Климонтович Ю.Л.* Естественный фликкер–шум // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 406; Sov. Techn. Phys. Lett. 1983. Vol. 9. P. 174.

13. *Климонтович Ю.Л.* Естественный фликкер–шум (шум $1/f$) и сверхпроводимость // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 43.

14. *Климонтович Ю.Л.* Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990; Dordrecht: Kluwer, 1991.

15. *Фейнман Р.* Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1967. Т. 9.

16. *Елесин В.Ф., Копаев Ю.В.* Сверхпроводники с избыточными квазичастицами // УФН. 1981. Т. 133. С. 259.

17. *Ораевский А.Н.* Нестационарная динамическая система уравнений для сверхпроводника. ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 262.

18. *Климонтович Ю.Л., Силин В.П.* О спектрах взаимодействующих частиц // ЖЭТФ. 1952. Т. 23. С. 151.

19. *Климонтович Ю.Л.* Статистическая теория открытых систем. Т. 1. М.: Янус, 1995; (Dordrecht: Kluwer, 1995); Т.2. М.: Янус–К, 1999.

20. *Коган Ш.М.* Низкочастотный шум со спектром $1/f$ в твердых телах // УФН. 1985. Т. 145. С. 286.

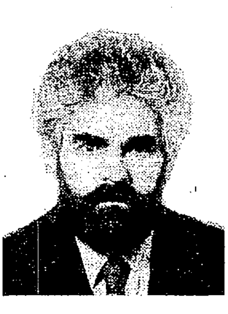
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 27.10.2000

SUPERCONDUCTIVITY – NOT FADING ELECTRICAL CURRENT IN DISSIPATIVE MEDIUM

Yu.L. Klimontovich

The basic stages of development of the theory of superconductivity are traced. From the given review follows, that, despite of remarkable successes, there isn't physical explanation of an opportunity of existence of not fading electrical current in dissipative medium. In present paper, one of possible explanations of this phenomenon is considered more detailed, than earlier. The existence of superconducting electrical current becomes possible due to occurrence of flicker noise and appropriate residual temporary correlations.



Климонтович Юрий Львович – поступил на физический факультет МГУ осенью 1945 на третий курс. Окончил в 1948 году. Дипломную работу «Влияние взаимодействия молекул на коэффициент радиационного трения» выполнил под руководством профессора В.С. Фурсова. Работа опубликована в ЖЭТФ'е в 1949. Закончил аспирантуру под руководством Н.Н. Боголюбова. В 1951 году защитил кандидатскую диссертацию, а в 1962 году – докторскую. С 1955 года и по настоящее время доцент, профессор, главный научный сотрудник физического факультета МГУ. С 1994 года заведующий лабораторией «Синергетика».

Основные направления научной деятельности: метод микроскопической фазовой плотности в теории плазмы; кинетическая теория неидеальных газов и плазмы; кинетическая теория неравновесных флуктуаций;

кинетическая теория электромагнитных процессов, динамические и флуктуационные процессы в лазерах; критерии самоорганизации для целей технической и медико–биологической диагностики; единое описание кинетических, гидродинамических и диффузионных процессов в активных открытых системах. Опубликовал более 150 научных работ. В их числе 10 монографий, учебных пособий, изданных на русском и иностранных языках.

В настоящее время на физическом факультете читает курс лекций «Статистическая теория открытых систем». Разрабатывает программы междисциплинарной специализации «Физика открытых систем». Руководит в составе Оргбюро семинаром «Синергетика».

Почетный доктор Ростокского университета, Германия; Макс–Планк–Профессор, Германия (1990); имеет Почетную медаль Ростокского университета, Германия; Государственную премию России за 1991 год; Почетную медаль института Синергетики Академии творчества России; Член Академии творчества России; Соросовский профессор 1994; Лауреат премии имени Александра Гумбольдта за 1995 год (Германия); Почетный академик РАЕН, 1999; награжден медалью «50 лет Победы в Великой Отечественной войне», 1995; медалью П.Л. Капицы «Автору научного открытия», РАЕН, 1997. E–mail:ylklim@hklim.phys.msu.su