1. ОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ II РОДА

В зависимости от поведения в магнитном поле все сверхпроводники делятся на две большие группы: сверхпроводники первого и второго рода. В достаточно сильном магнитном поле сверхпроводники II рода переходят в особое состояние, которое называется смешанным или фазой Шубникова [1]. Такие сверхпроводники характеризуются двумя критическими магнитными полями: H_{c1} и H_{c2}. В магнитных полях $H > H_{c2}$ сверхпроводимость в объеме образца разрушена. В магнитных полях $H_{c1} < H < H_{c2}$ продольное магнитное поле частично проникает в цилиндрический образец.

С ростом поля сверхпроводящие свойства, например магнитный момент, падают.

В 1950 г. Гинзбургом и Ландау сверхпроводящий переход был рассмотрен как фазовый переход второго рода и введен формальный параметр порядка Δ, характеризующий этот переход. Вблизи температуры перехода изменение свободной энергии при фазовом переходе можно разложить в ряд по параметру порядка [2]

$$F=F_H+\nu\int\left[A\,|\,\Delta\,|^2+\frac{B}{2}\,|\,\Delta\,|^4+C\left|\left(\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}-2ie\mathbf{A}\right)\Delta\right|^2\right]d^3r+ \\ +\frac{1}{8\pi}\int((\mathrm{rot}\,\mathbf{A})^2-2\mathbf{H}_0\,\mathrm{rot}\,\mathbf{A})\,d^3r; \quad (1)$$

здесь $\mathbf{H}_0$ — внешнее магнитное поле, T_c — температура сверхпроводящего перехода, $\mathbf{A}$ — векторный потенциал, $\nu=mp_0/2\pi^2$ — плотность состояний на поверхности Ферми. Коэффициенты разложения A, B равны

$$A=-\frac{T_c-T}{T},\qquad B=\frac{7\zeta(3)}{8\pi^2T^2}. \quad (2)$$

Коэффициент C зависит от длины свободного пробега электронов в металле и для сверхпроводников с малой длиной свободного пробега

$$C=\frac{\pi D}{8T},\qquad D=\frac{vl_{\mathrm{tr}}}{3}. \quad (3)$$

Уравнения для параметра порядка Δ и векторного потенциала $\mathbf{A}$ могут быть получены минимизацией выражения (1) для свободной энергии по Δ^* и $\mathbf{A}$.

Анализ выражения (1) показал, что поведение сверхпроводника в магнитном поле определяется безразмерным параметром $\varkappa$ — отношением глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник к корреляционной длине

$$\varkappa^2=\frac{63\zeta(3)}{2\pi^3e^2p^2vl_{\mathrm{tr}}^2}. \quad (4)$$

При значениях $\varkappa>1/\sqrt{2}$ энергия границы раздела сверхпроводник—нормальный металл в магнитном поле становится отрицательной. В работе [2] было получено также выражение для критического поля H_{c2}, при котором впервые появляется сверхпроводящий зародыш и найдена его форма. Почти все чистые металлы — сверхпроводники первого рода с малым значением параметра Гинзбурга — Ландау $\varkappa$. Однако добавление примесей увеличивает глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник и уменьшает корреляционную длину. В результате параметра $\varkappa$ растет и в сплавах может достигать значений ~ 100. Критическое магнитное поле H_{c2} резко растет при уменьшении длины свободного пробега электронов. В настоящее время достигнуты значения около 600 кЭ. Высокие значения критического магнитного поля H_{c2} делают сверхпроводники II рода особо важными для практического применения.

В 1957 г. Абрикосовым было показано, что в фазе Шубникова магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде квантованных нитей [3]. На каждый вихрь приходится один квант магнитного потока. Вихри отталкиваются и образуют треугольную решетку. Однако разница энергий квадратной и треугольной решеток составляет лишь 2%. Это обстоятельство играет важную роль при формировании вихревой структуры в сверхпроводниках с дефектами кристаллической решетки.

Экспериментально наблюдать решетку вихрей прямым методом удалось лишь в 1968 г. Для прямого наблюдения решетки вихрей Трейбл и Эссман применили метод декорирования — осаждения мелких частиц железа на сверхпроводник в магнитном поле [4]. Разработанная ими методика позволила наблюдать очень четкую картину распределения вихрей. Прямой подсчет числа вихрей показал, что каждый вихрь несет на себе один квант магнитного потока.

Вблизи температуры перехода вихри всегда отталкиваются. Однако при низких температурах в узкой области значений $\varkappa$, близких к $1/\sqrt{2}$, между вихрями имеются области притяжения [5]. Это интересное явление возникает из-за нелокальной связи плотности тока с векторным потенциалом. Слабое магнитное поле выталкивается из такого сверхпровдника, но в нем возникает переэкранировка: на некотором расстоянии от поверхности сверхпроводника магнитное поле направлено в противоположную сторону по отношению к внешнему магнитному полю.

Вихревая решетка ведет себя при деформации как упругая среда. Ее свойства характеризуются тремя упругими модулями: модулем сдвига C_{66}, модулем изгиба C_{44} и модулем всестороннего сжатия $C_L = C_{11} - C_{66}$. В обычных упругих средах теория упругости применима, если размер деформированной области велик по сравнению с периодом решетки. Для решетки вихрей существуют физические причины, по которым модули C_{11} и C_{44} имеют сильную пространственную дисперсию при сравнительно малых волновых векторах [6]. Связано это с тем, что длинноволновые смещения решетки увлекают за собой магнитное поле и упругая энергия определяется изменением энергии магнитного поля. Однако магнитное поле не может меняться на расстояниях, меньших эффективной глубины проникновения $\delta_{\text{эфф}}$. Поэтому при деформациях вихревой решетки с волновыми векторами K, большими, чем $\delta_{\text{эфф}}^{-1}$, магнитное поле отрывается от вихревой решетки. Упругая энергия в этом случае не растет с ростом K. При приближении к критическому полю H_{c2}, эффективная глубина проникновения $\delta_{\text{эфф}}$ растет как $(H_{c2} - H_0)^{-1/2}$ (H_0 — внешнее магнитное поле). Поэтому нелокальные эффекты особенно сильны вблизи критического поля H_{c2}. Вблизи температуры перехода T_c и критического поля H_{c2} для сверхпроводников с малой длиной свободного пробега электронов упругие модули равны [6,7]

$$C_{44} = \frac{B^2}{4\pi}\frac{k_h^2}{K^2 + k_h^2} + \frac{B(H_0 - B)}{4\pi}, \quad C_{11} - C_{66} = \frac{B^2 k_h^2}{4\pi}\left(\frac{1}{K^2 + k_h^2} - \frac{1}{K^2 + k_\psi^2}\right), \quad (5)$$

$$k_\psi^2 = 4e(H_{c2} - B), \quad k_h^2 = \frac{32\pi^4 \nu D e^2}{7\zeta(3)\beta_A}\,\frac{(T_c - T)\,[1 - (H_0/H_{c2})]}{1 - (1/2\varkappa^2)}.$$

Коэффициент β_A зависит от вида вихревой решетки и для треугольной решетки $\beta_A = 1{,}1596$. Пространственная дисперсия упругого модуля C_{36} мала.

2. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ВИХРЕВУЮ РЕШЕТКУ

В обычном твердом теле точечные дефекты не нарушают дальнего порядка. Для вихревой решетки это не так: даже слабые неоднородности приводят к исчезновению дальнего порядка [8]. Связано это с тем, что в твердом теле энергия взаимодействия дефектов с решеткой не зависит от однородного смещения и определяется деформацией, поскольку в твердом теле дефекты смещаются вместе с решеткой. Решетка вихрей не увлекает за собой дефекты кристаллической структуры. Поэтому смещение вихрей, вызванное таким дефектом, медленно убывает с расстоянием от дефекта.

Смещения, вызванные различными дефектами, накапливаются и приводят к исчезновению дальнего порядка в решетке вихрей. Размер области, в которой существует ближний порядок, определяется упругими модулями и силой взаимодействия $\mathbf{f}_{\text{pin}}$ решетки вихрей с дефектом.

В идеальных сверхпроводниках II рода протекание тока вызывает движение решетки вихрей как целого и сопровождается диссипацией энергии. Различного рода дефекты, всегда присутствующие в сверхпроводнике, приводят к закреплению решетки вихрей. В результате через сверхпроводник может течь недиссипативный ток конечной плотности. Максимально возможное значение плотности тока, при котором не возникает движение вихревой решетки как целого, называется критической плотностью. Величина критической плотности тока существенно определяется силой взаимодействия одного дефекта с решеткой вихрей. При этом оказываются возможными два принципиально различных случая: случай сильного и слабого пиннинга. При сильном пиннинге критическая плотность тока j_c пропорциональна концентрации дефектов n. Однако для возникновения сильного пиннинга необходимо выполнение довольно жесткого критерия [9]: величина смещения решетки вихрей в месте нахождения дефекта должна быть порядка радиуса действия сил пиннинга. При выполнении этого условия на дефекте возможно образование метастабильных состояний. Изменение свободной энергии при переходе из одного метастабильного состояния в другое и определяет величину критического тока [10]. Этот критерий является очень жестким и для дефектов малого размера не выполняется [7, 11].

Однако, кроме метастабильных состояний с плавной деформацией, на дефекте оказывается возможным резкое изменение состояния решетки вихрей типа структурного перехода. Возникающее состояние не описывается теорией упругости. Существует физическая причина относительной легкости наступления такого перехода: решетка вихрей очень рыхлая и и энергия треугольной и квадратной решеток вблизи критического поля H_{c2} отличаются лишь на 2%. Такое изменение состояния реализуется даже на слабых дефектах малого радиуса [12]. В отличие от деформационной неустойчивости Лабуша, для которой знак взаимодействия не играет роли, изменение структуры решетки вблизи дефекта происходит при численно слабом взаимодействии лишь в случае, если вихри отталкиваются от дефекта. При приближении к H_{c2} $|\Delta|^2$ падает как $1-(H_0/H_{c2})$. В результате оказывается, что условие наступления структурного перехода при отталкивании вихря от дефекта может быть выполнено вблизи H_{c2} даже для слабых дефектов малого размера [12]. Такая же чувствительность к знаку взаимодействия сохраняется и для дефектов большого размера [10]. Тот факт, что структурный переход облегчается при приближении к H_{c2}, позволяет объяснить так называемый «пик-эффект» — резкий рост критического тока при приближении к H_{c2}. При этом на растущем участке зависимости j_c от $1-(H_0/H_{c2})$ существенно распределение дефектов по размеру и эта зависимость не имеет универсального характера. При дальнейшем приближении к H_{c2} критическая плотность тока падает и ее зависимость от параметра $1-(H_0/H_{c2})$ выходит на универсальный закон, не зависящий от силы взаимодействия вихрей с дефектом [12]. Для дефектов в виде пор малого размера (вихрь притягивается к дефекту) возникает очень похожая картина [13], однако условие образования метастабильных состояний в этом случае оказывается существенно более жестким [12, 13].

Если на отдельном дефекте метастабильные состояния не образуются, то средняя сила пиннинга возникает только за счет коллективных эффектов, когда в метастабильное состояние переходит большой объем V_c, внутри которого сохраняется ближний порядок. В случае, когда дисперсия упругих модулей не существенна, критический ток равен [7]

$$Bj_c \sim \frac{n^2 f_{\rm pin}^4}{a^3 C_{44} C_{66}^2}, \tag{6}$$

где a — период решетки вихрей, n — концентрация дефектов, $f_{\rm pin}$ — сила взаимодействия дефекта с решеткой вихрей.

В этом случае критическая плотность тока мала.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВИХРЕЙ

Даже вблизи температуры перехода не существует простого обобщения уравнения Гинзбурга — Ландау на нестационарный случай. Для описания влияния переменного электромагнитного поля на сверхпроводники необходимо использовать более сложную систему уравнений для функций Грина [14, 15]. В медленно меняющихся полях эти уравнения могут быть сведены в ряде случаев к кинетическим уравнениям на две функции распределения и уравнению на параметр порядка Δ. Релаксация по энергии в кинетических уравнениях осуществляется за счет электрон-электронных или электрон-фононных столкновений. Эти времена энергетической релаксации велики — τ_ε порядка ε_Φ/T^2 или θ_D^2/T^3, где ε_Φ — энергия на поверхности Ферми, θ_D — дебаевская температура. Поэтому в сверхпроводниках очень быстро становятся существенными нелинейные по электрическому полю эффекты. Нелинейные эффекты особенно сильны вблизи температуры перехода.

В идеальных сверхпроводниках II рода в магнитном поле протекание тока сопровождается движением вихревой структуры как целого. При этом в слабом электрическом поле скорость движения вихрей и плотность тока пропорциональна электрическому полю

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \tag{7}$$

Проводимость σ в формуле (7) зависит от температуры, величины магнитного поля и длины свободного пробега электронов. В нормальном металле проводимость σ определяется полным числом электронов и не зависит от деталей их распределения по энергии. Поэтому в нормальном металле проводимость крайне слабо зависит от величины электрического поля. В сверхпроводниках это не так. Вблизи температуры перехода сильные изменения проводимости и параметра порядка Δ возникают в слабом электрическом поле, когда функция распределения возбуждений меняется еще слабо. Это в связано с тем, что неравновесная поправка к функции распределения в уравнении для параметра порядка Δ стоит рядом со слагаемыми, пропорциональными $T_c - T$.

Физическая картина при движении вихря в магнитном поле $B \ll H_{c2}$ состоит в следующем: нормальные возбуждения внутри вихря разогреваются и диффундируют в область энергий, больших Δ. Рождение новых возбуждений в центре вихря не существенно. В результате эффективное давление возбуждений на стенки вихря падает и вихрь сжимается. Проводимость в этом случае равна [16]

$$\frac{\sigma}{\sigma_N} = \frac{4}{\sqrt{1-(T/T_c)}} \frac{H_{c2}}{B} \frac{1}{1+(E/E^*)^2}, \qquad B \ll H_{c2}, \tag{8}$$

где

$$(E^*)^2 = \frac{DB^2 \sqrt{1-(T/T_c)}}{\tau_\varepsilon}.$$

Измерения на пленках [17] находятся в хорошем количественном согласии с формулой (8).

С ростом магнитного поля становится существенным не только охлаждение электронов, захваченных вихрем, но и нагрев электронов с энергиями, большими Δ. В магнитных о полях, близких к H_{c2}, наиболее существен разогрев электронов и вызванное этим разогревом уменьшение T_c и H_{c2} [16].

Неравновесное распределение электронов по энергиям, возникающее при движении вихрей, приводит к излучению неравновесных фононов. Наиболее интересные явления возникают при низкой температуре. В сравнительно слабых полях функция распределения возбуждений определяется электрическим полем, а не температурой. До тех пор, пока эффективная температура мала по сравнению с параметром порядка Δ, возбуждения не выходят из кора вихря и излучается широкий спектр фононов с энергией порядка энергии неравновесных возбуждений. В достаточно сильном электрическом поле электроны, разогреваясь в области вихря, достигают энергии $\varepsilon = \Delta$. После этого возбуждения выходят из кора вихря, и, если плотность вихрей мала, дальнейший разогрев сильно падает. Происходит накопление возбуждений с энергией ε вблизи Δ, и эти возбуждения рекомбинируют с испусканием фонона с частотой, близкой к 2Δ. В слабом магнитном поле $B \ll H_{c2}$ ширина распределения фононов по энергии пропорциональна малому параметру $(B/H_{c2})^{1/3}$ [15].

Сверхпроводники второго рода, открытые Шубниковым, нашли широкое применение в науке и технике. Исследованию свойств сверхпроводников в смешанном состоянии — фазе Шубникова — посвящено очень много экспериментальных и теоретических работ. Полностью исследована структура смешанного состояния в идеальных сверхпроводниках второго рода. Исследована зависимость проводимости от температуры и величины магнитного поля. Как правило, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теорией.

Имеется очень большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию критического тока и вольт-амперных характеристик неоднородных сверхпроводников. Однако эти данные плохо систематизированы из-за отсутствия полной теории пиннинга. В настоящее время достаточно хорошо развита теория пиннинга в тех случаях, когда деформацию решетки можно считать упругой. Однако во многих случаях теория упругости, по-видимому, неприменима. Исследование структуры смешанного состояния в этом случае фактически только начинается.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Шубников Л. В., Хоткевич В. И., Шапелев Ю. Д., Рябинин Ю. Н.— ЖЭТФ, **1937**, т. 7, с. 221.
2. Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, **1950**, т. 20, с. 1064.
3. Абрикосов А. А.— ЖЭТФ, 1957 т. 32, с. 1442.
4. Träuble H., Essamann U.— J. Appl. Phys., **1968**, v. 39, p. 4052.
5. Brandt E. H. Phys. Stat. Sol. (b) 57, 465, 1973.
6. Brandt E. H.— J. Low Temp. Phys., **1976**, v. 26 p. 709, 735.
7. Larkin A. I., Ovchinnikov Yu. N.,— Ibid., **1978**, v. 34, p. 409.
8. Ларкин А. И.— ЖЭТФ, **1970**, т. 58, с. 1466.
9. Labusch R.— Crys. Latt. Def., **1969**, v. 1, p. 1.
10. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н.— ЖЭТФ, **1980**, т. 80, с. 2334.
11. Kramer E. J.— J. Appl. Phys., **1978**, v. 49, p. 742.
12. Овчинников Ю. Н.— ЖЭТФ, **1982**.
13. Овчинников Ю. Н.— ЖЭТФ, **1980**, т. 79, с. 1825.
14. Элиашберг Г. М.— ЖЭТФ, **1971**, т. 61, с. 1254.
15. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н.— ЖЭТФ, **1977**, т. 73, с. 299.
16. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н.— ЖЭТФ, **1975**, т. 68, с. 1915.
17. Мусиенко Л. Е., Дмитренко И. М., Вольцкая В. Г.— Письма ЖЭТФ, **1980**, т. 31, с. 603.