

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СПЛАВЫ В БЫСТРОПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Л.П. Горьков, Г.М. Элиашберг

При температуре, достаточно близкой к температуре перехода T_c , как уже отмечалось ранее [1], может быть выполнено условие малости Джоулевского нагрева сверхпроводника, помещенного в переменное магнитное поле, амплитуда которого сравнима с критическим полем. Благодаря этому появляется возможность для постановки нелинейных задач. В первую очередь возникает вопрос об определении частот, характерных для динамического поведения параметра Δ . Заранее ясно, что при частотах внешнего поля, меньших некоторой характерной частоты Ω_0 , $\Delta(t)$ будет адиабатически следовать за полем. Поэтому для определения $\Delta(t)$ при $\omega \ll \Omega_0$ в первом приближении можно воспользоваться уравнениями теории Гинзбурга – Ландау, в которых поле зависит от t как от параметра. Напротив, при $\omega \gg \Omega_0$ можно ожидать, что Δ будет реагировать, главным образом, на среднее по времени значение квадрата поля, тогда как высокочастотные осцилляции Δ будут иметь малую амплитуду. В этом случае среднее по времени значение Δ будет определяться уравнениями Гинзбурга – Ландау, содержащими средний квадрат поля. Другой важный вопрос касается поведения самого поля $A(r, t)$. И здесь должна существовать характерная частота Ω_1 , которая отделяет область низких частот, при которых проникновение поля в сверхпроводник определяется эффектом Мейсснера, от высокочастотной области, где главную роль играет скин-эффект. В модели сверхпроводника с большим содержанием парамагнитных примесей обе частоты Ω_0 и Ω_1 имеют одинаковый порядок величины [1].

Как мы сейчас увидим, в случае сплавов с немагнитными примесями картина существенно иная. К сожалению, в этом случае нельзя написать достаточно простых уравнений, которые бы описывали поведение Δ во всем представляющем интерес диапазоне частот. Однако, для нахождения частоты Ω_0 достаточно вычислить, пользуясь общими уравнениями [1], поправку к Δ второго порядка по полю. Остановимся сначала на случае сверхпроводника, размеры которого настолько малы, что Δ является постоянной по образцу величиной. В этом случае поправка к Δ , $\Delta^{(1)}$, определяется из уравнения, которое (с точностью до несущественных здесь членов) имеет следующий вид:

$$\left[\frac{i\pi}{8} \frac{\omega_0}{T} - \frac{7\zeta(3)}{4\pi^2} \left(\frac{\Delta_0}{T} \right)^2 - \frac{\pi}{4} \frac{\Delta_0}{T} \frac{\omega_0}{\omega_0 + i/r} \right] \Delta_{\omega_0}^{(1)} =$$

$$= \left(\frac{2e}{c} \right)^2 \frac{\pi D}{8} \frac{\Delta}{T} \left(1 - \frac{\omega_0}{2(\omega_0 + i/r)} \right) (A^2)_{\omega_0}. \quad (1)$$

Здесь Δ_0 – невозмущенное значение Δ , D – коэффициент диффузии нормальных электронов. Время τ характеризует однородную релаксацию электронов по энергиям, связанную с электрон-электронным и электрон-фононным взаимодействием. При температурах $\sim T_c$ это время весьма велико. Если поле достаточно монохроматическое, то можно говорить о среднем значении $\Delta_0^{(1)}(\omega_0 = 0)$ и составляющей с частотой $\omega_0 = 2\omega$, где ω – частота поля. Тогда при $\omega\tau \gg 1$ последний член в левой части (1) равен $\pi\Delta_0/4T$ для гармоники $\omega_0 = 2\omega$ и равен нулю в случае среднего значения. Поэтому осциллирующая часть поправки к Δ меньше поправки к среднему значению в отношении $(\Delta_0/T, \ll 1$.

Мы видим, таким образом, что для образцов малых размеров высокочастотная ситуация, в указанном выше смысле, реализуется во всем диапазоне частот $\omega\tau \gg 1$. Положение меняется в случае сверхпроводящего полупространства. Уравнение для $\Delta^{(1)}$, как показывает в этом случае расчет, отличается от (1), грубо говоря, тем, что следует произвести замену

$$\frac{\omega_0}{\omega_0 + i/r} \rightarrow \frac{\omega_0}{\omega_0 + iDk^2}, \quad (2)$$

где волновой вектор k характеризует пространственное изменение Δ .

Как известно, в статическом случае $\Delta^{(1)}$ содержит две экспоненты, затухающие с показателями, порядок величины которых определяется соотношениями

$$Dk^2 \sim \frac{\Delta^2}{T} \left(k \sim \frac{\kappa}{\delta} \right); \quad Dk^2 \sim \frac{1}{\kappa^2} \frac{\Delta^2}{T} \left(k \sim \frac{1}{\delta} \right), \quad (3)$$

где δ – лондоновская глубина проникновения, а κ – параметр теории Гинзбурга – Ландау. В случае переменного поля мы должны, как и выше, рассмотреть отдельно поправку к среднему значению ($\omega_0 = 0$) и высокочастотную составляющую ($\omega_0 = 2\omega$). Из (1) с учетом (2) следует, что отклонение от адиабатичности станет существенным хотя бы для одной из экспонент (3) при частотах

$$\Omega_0 \sim \frac{\Delta^3}{T^2} \quad \text{для } \kappa \lesssim 1, \quad \Omega_0 \sim \frac{1}{\kappa^4} \frac{\Delta^3}{T^2} \quad \text{для } \kappa \gg 1.$$

Проникновение поля определяется уравнением Максвелла $\text{rotH} = (4\pi/c)\mathbf{j}$, где

$$\mathbf{j} = -\frac{\sigma}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\pi |\Delta|^2}{2T} \mathbf{A} \right). \quad (4)$$

Переход от эффекта Мейсснера к скин-эффекту осуществляется, таким образом, при частотах $\Omega_1 \sim \Delta^2/T$. Как видно, $\Omega_0 \ll \Omega_1$, особенно в случае лондоновских сверхпроводников или сверхпроводников малых размеров.

Выше уже отмечалось, что при $\omega \gg \Omega_0$ осциллирующая часть Δ мала и ею можно в первом приближении пренебречь. Поэтому для среднего значения Δ и для поля можно написать систему нелинейных уравнений, аналогичных уравнениям Гинзбурга – Ландау. В безразмерной форме эти уравнения имеют вид (для плоской задачи):

$$-\frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial z^2} + \overline{A^2}(z) \Delta + (\Delta^2 - 1) \Delta = 0, \quad (5)$$

$$-\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial A}{\partial t} + \Delta^2 A = 0,$$

где масштаб частоты служит $\pi \Delta_0^2 / 2T$. Очень существенно, что в пределах применимости (5) можно выделить область частот $\Omega_0 \ll \omega \lesssim \Omega_1$, где проникновение поля еще определяется эффектом Мейсснера. Здесь может быть поставлен вопрос о разрушении сверхпроводимости высокочастотным полем для сверхпроводников первого рода, аналогично тому, как это было сделано Гинзбургом при вычислении поля перегрева [2]. Не останавливаясь здесь на выводе, приведем уравнение, которое связывает значение Δ на границе сверхпроводника с амплитудой магнитного поля h_1 в случае когда $\kappa \ll 1$:

$$h_1^2 = \frac{2}{\kappa \Delta} (1 - \Delta^2) \sqrt{\omega^2 + \Delta^4} \cdot \sqrt{\Delta^2 + \sqrt{\omega^2 + \Delta^4}}. \quad (6)$$

Зависимость $\Delta(h_1)$ при не слишком больших частотах имеет, как и в статическом случае [2] гистерезисный характер. Однако, в отличие от статического случая кривая $\Delta(h_1)$ имеет вторую ветвь, которая соответствует малому, но отличному от нуля значению Δ на границе. В интервале амплитуд поля, где зависимость $\Delta(h_1)$ неоднозначная, возможен срыв с одного режима на другой. Подобная картина имеет

место и в случае пленок, хотя выражение для $\Delta(h_1)$ в этом случае более громоздкое. Оказывается, что условия для реализации гистерезисной картины здесь более благоприятные с точки зрения экспериментального наблюдения, чем для массивных образцов.

В заключение отметим, что соотношения между Ω_0 и Ω_1 в чистых сверхпроводниках иные, чем в сплавах. Отчасти, этот вопрос уже был рассмотрен Кемоклидзе и Питаевским [3].

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
11 июля 1968 г.

Литература

- [1] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 54, 612, 1968.
- [2] М.П.Кемоклидзе, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 52, 1556, 1967.
- [3] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 34, 113, 1958.