Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 186 – 188 *5 февраля 1970 г.*

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПЛЕНОК, СТИМУЛИРОВАННАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Г.М.Элиашберг

В последнее время был рассмотрен ряд задач, относящихся к нелинейной электродинамике сверхпроводников малых размеров [1,2]. Результат при этом был всякий раз таков, что переменное электромагнитное поле, уменьшая параметр упорядочения Δ, оказывает разрушающее действие на сверхпроводящие свойства, подобно тому, как это имеет место в случае постоянного магнитного поля или тока.

Между тем, как будет здесь показано, такое положение имеет место только для частот поля, меньших некоторой критической частоты ω_c, и при $\omega > \omega_c$ высокочастотное поле должно приводить к увеличению Δ.

Для иллюстрации физической природы этого явления обратимся к основному уравнению теории БКШ [3]

$$\Delta = g \int_{\Delta}^{\hbar\omega_D} d\epsilon \frac{\Delta}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} [1 - 2n(\epsilon)], \qquad (1)$$

которое определяет зависимость энергетической щели Δ от функции распределения $n(\epsilon)$. В равновесии $n(\epsilon) = (e^{\epsilon/T} + 1)^{-1}$. Переменное поле частоты $\omega < 2\Delta/\hbar$, поглощаясь возбуждениями, будет смещать "центр тяжести" $n(\epsilon)$ в область бо́льших значений ϵ, сохраняя неизменным полное число возбуждений. Такой сдвиг в n, как видно из (1), будет приводить к увеличению Δ, что связано с убыванием плотности уровней при удалении от порога. Фактическое изменение $n(\epsilon)$ будет пропорционально интенсивности поля E^2 (для не слишком больших E) и времени релаксации возбуждений по энергиям τ_0. Весьма благоприятным обстоятельством здесь является большая величина τ_0 (как известно, $\tau_0 \sim \hbar\theta_D^2/T^3$ или $\hbar E_F/T^2$ для электрон-фононного и электрон-электронного механизмов).

Картина усложняется, вообще говоря, тем, что при наличии поля Δ является величиной, переменной по пространству и по времени. Зависимость от координат отсутствует для достаточно тонких образцов. Оказывается, что можно не учитывать и временных осцилляций Δ.

Дело в том, что интерес представляют частоты, значительно большие τ^{-1} – обратного времени релаксации параметра упорядочения. Вблизи T_c [4, 5, 6].

$$\tau \sim \tau_0 \sqrt{\frac{T_c - T}{T_c}}. \qquad (2)$$

Но при $\omega\tau >> 1$ амплитуда осцилляций значительно меньше среднего по времени Δ [1]. В этих условиях дело сводится к определению $n(\epsilon)$ в присутствии переменного поля. Мы ограничимся здесь случаем не слишком больших интенсивностей переменного поля, когда в (1) достаточно учесть члены второго порядка по потенциалу $A(t) = A_\omega \cos \omega t$. При этом можно воспользоваться формулами (7), (8) и (16) работы Горькова и автора [6], произведя в соответствующих местах замену $\omega_0 \longrightarrow \omega_0 + 2i\gamma$ и положив $\omega_0 = 0$[1] ($\gamma = \hbar\tau_0^{-1}$ – затухание возбуждений, которое вблизи T_c совпадает с таковым для нормального металла [7]). В результате получается следующее уравнение для среднего по времени Δ:

$$\left\{\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)}{8(\pi T_c)^2}\Delta^2 - \frac{\pi}{6T_c}\frac{\ell v e^2}{\hbar c^2}\left[A_0^2 + \frac{A_\omega^2}{2}\left(1 - \frac{\hbar\omega}{2\pi\gamma} f\left(\frac{\hbar\omega}{\Delta}\right)\right)\right]\right\}\Delta = 0, \qquad (3)$$

где ℓ – длина пробега, определяемая рассеянием на дефектах, A_0 – потенциал, представляющий постоянное магнитное поле или ток. Функция $f(\hbar\omega/\Delta)$ имеет довольно сложный вид, и мы приведем ее в предельных случаях:

$$f(v) \approx v \ln \frac{8}{v}, \quad v << 1$$

$$f(v) \approx \frac{\pi}{v}, \quad v >> 1. \qquad (4)$$

Как видно из (3) и (4) при $\omega > \omega_c$, где

$$\omega_c^2 \ln \frac{8\Delta}{\hbar\omega_c} = \frac{2\pi}{\hbar^2}\gamma\Delta. \qquad (5)$$

переменное поле будет приводить к увеличению Δ.

---

1) Такая процедура может быть обоснована с помощью кинетических уравнений, учитывающих неупругие столкновения электронов. Их вывод и исследование будут приведены в другом месте.

Логарифмический множитель в (5) связан с корневой особенностью плотности спектра в рассматриваемой модели.

Гораздо большая чувствительность к форме спектра возникает при определении области применимости (3) по интенсивности поля. Оценивая члены $\sim A^4_\omega$, можно сделать качественный вывод, что область применимости (3) (и вместе с этим и возможная величина эффекта) увеличивается при некотором размытии корневой особенности. Не вдаваясь в более детальное обсуждение этого вопроса, отметим лишь, что существует естественное ограничение для возможного увеличения Δ: поскольку роль высокочастотного поля сводится к ослаблению температурного фактора, то $\Delta < \Delta(T = 0)$.

Перечислим некоторые особенности сверхпроводящего состояния, стимулированного переменным полем. 1) Как легко получить из (3) и(4), кривая $T(\Delta)$ при $\omega > \omega_c$ и фиксированной интенсивности поля имеет максимум при $T > T_c$ [2]. Вопрос о том, будет ли состояние при $T > T_c$ устойчивым или метастабильным, остается пока открытым. 2) Аналогичная картина должна наблюдаться и при наложении постоянного магнитного поля H. Как известно, переход тонкой пленки из сверхпроводящего в нормальное состояние под действием магнитного поля является переходом второго рода. В присутствии переменного поля кривая $H(\Delta)$ имеет максимум при $H > H_c$ и разрушение сверхпроводимости происходит при конечном значении Δ. 3) Возрастание критического тока в присутствии переменного поля также непосредственно следует из (3) при $\omega > \omega_c$. По всей вероятности, именно это явление наблюдали Дейем и Вигенд [8]. Существование критической частоты для обнаруженженного ими эффекта и порядок величины последней находятся в качественном соответствии с (5).

Я благодарен Л.П.Горькову, И.О.Кулику и А.И.Ларкину за обсуждение и советы.

Институт теоретической физики
им.Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1970 г.

---

[2] Нужно иметь в виду, что A_ω – поле внутри пленки. Коэффициент, связывающий A_ω с внешним полем определяется геометрией опыта и, вообще говоря, зависит от Δ.

Литература

[1] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 55, 2430, 1968.

[2] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 57, 600, 1969.

[3] J.Bardeen, L.Gooper, J.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175, 1957.

[4] J.W.F.Woo, E.Abrahams. Phys.Rev., 169, 407, 1968.

[5] A.Schmid. Phys. Kondens. Mater., 8, 129, 1968.

[6] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 56, 1297, 1969.

[7] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 39, 1437, 1960.

[8] A.H.Dayem, J.H.Wiegand. Phys.Rev., 155, 419, 1967.