Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 341 – 344 · 5 сентября 1971 г.

О КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ АМОРФНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

И. О. Кулик

В работе Нагла и Гловера [1] наблюдалось уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода аморфных (т. е. обладающих очень высоким сопротивлением) пленок Bi и Ga, сконденсированных на низкотемпературную подложку, обратно пропорциональное их толщине d. Это означает, что величина ΔT_c пропорциональна значению нормального сопротивления. В настоящей работе предлагается объяснение этого эффекта, основанное на предположении, согласно которому понижение T_c обусловлено флуктуациями электромагнитного поля в пленке.

Определим точку перехода в сверхпроводящую фазу по появлению нарастающих во времени возмущений параметра порядка ψ. Согласно нестационарному уравнению Гинзбурга – Ландау [2]

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \Gamma\psi - D\left(\nabla - \frac{2ie}{c}\mathrm{A}\right)^2\psi = 0 , \qquad (1)$$

где $\Gamma = \dfrac{8}{\pi}(T - T_{c0})$, $D = \dfrac{1}{3} v_F \ell$, ℓ – длина свободного пробега. При $\mathrm{A} = 0$ точка перехода $T = T_{c0}$ определяется из условия $\Gamma = 0$. При учете флуктуационных полей (A) величина $<|\psi(t)|^2> \sim \psi_0^2 e^{-2\Gamma t} e^{-2\Gamma_1 t}$, где Γ_1 пропорционально среднему квадрату флуктуирующего поля. Отсюда $T_c = T_{c0} - \dfrac{\pi}{8}\Gamma_1 < T_{c0}$.

Рассмотрим однородное начальное возмущение $\psi = \psi_0 = \mathrm{const}$ при $t = 0$ и вычислим значение $<|\psi|^2>$ в момент t, раскладывая (1) по амплитуде поля A. Имеем

$$< |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 > = \psi_0^2 \, e^{-2\Gamma t}(1 - a(t)), \qquad (2)$$

где член $a(t)$ определяется коррелятором $< A(\mathbf{r}, t) A(\mathbf{r}', t') >$. Флуктуации электромагнитного поля в однородной среде рассмотрены в [3]. В пределе очень большого удельного электросопротивления (ρ) формула (90.23) из книги Ландау и Лифшица [3] дает

$$< E_i(\mathbf{r}, t) E_j(\mathbf{r}', t') > = -\frac{\rho T}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}\left(\frac{1}{R}\right)\delta|t - t'|, \qquad (3)$$

где $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\mathrm{E} = -\dfrac{1}{c}(\partial \mathrm{A}/\partial t)$. С помощью этого выражения все необходимые корреляторы легко вычисляются, и мы получаем при малых t

$$< |\psi(t)|^2 > = \psi_0^2 \left[1 - 2\Gamma t - \frac{e^2 \rho T D}{\pi^2 d} \int \frac{d^2 k}{(D k^2)^2} \times \right.$$

$$\left. \times \left(2Dk^2 t - 1 + e^{-2Dk^2 t}\right)\right] . \qquad (4)$$

Сделав замену $Dk^2 t = x$, видим, что написанный интеграл пропорционален t. Однако выражение (4) логарифмически расходится при больших k. Учет естественного обрезания при $k \sim \xi^{-1}(0)$, где $\xi(0) = \sqrt{\xi_0 \ell}$

$\xi_0 \sim v_F/T_{c0}$, приводит к формуле

$$<|\psi(t)|^2> = \psi_0^2 \left[1 - 2\Gamma t - \frac{2e^2}{\pi\hbar} R_\square T t \ln(T_{c0} t)\right], \qquad (5)$$

где $R_\square = \rho/d$ – так называемое "сопротивление на квадрат" пленки.

Полученный результат может быть интерпретирован следующим образом. Введем характерное время релаксации t_0, определив его как то значение t, при котором квадратная скобка в (5) обращается в нуль. Вводя безразмерную величину $\epsilon_0 = e^2 R_\square / 8\hbar$, получим асимптотически при $\epsilon_0 \to 0$

$$t_0^{-1} \approx T_{c0} \,|\, (\tau - \epsilon_0 \ln|\tau|) \,| \,, \qquad (6)$$

где $\tau = (T - T_{c0})/T_{c0}$. Точка перехода в сверхпроводящую фазу характеризуется тем, что $t_0 \to \infty$. Полагая (6) равным нулю, получим асимптотически при малых ϵ_0 значение $\tau \approx \epsilon_0 \ln\epsilon_0$, что соответствует эффективному понижению критической температуры[1])

$$\frac{\Delta T_c}{T_{c0}} \approx \frac{e^2 R_\square}{8\hbar} \ln \frac{8\hbar}{e^2 R_\square} \,. \qquad (7)$$

Разумеется, эта формула справедлива с логарифмической точностью.

(7) объясняет результаты [1]. Величина $e^2 R_\square / 8\hbar$ составляет $0{,}3 \cdot 10^{-4} R_\square$(*ом*), а полученные в [1] значения $\Delta T_c / T_{c0}$ равны $6 \cdot 10^{-4} R_\square$ для Bi и $\sim 10 \cdot 10^{-4} R_\square$ для Ga. Недостающий множитель ~ 20 может быть отнесен за счет большого логарифма. Кроме того, в (7) остался неучтенным эффект понижения T_c за счет флуктуации порядка ψ[2]). Пренебрегая на время флуктуациями поля и учитывая нелинейный член $\beta < |\psi|^2 > \psi$ в уравнении (1), получим после несложных вычислений формулу типа (7) $\Delta T_c / T_{c0} \sim \epsilon_1 \ln(1/\epsilon_1)$, где $\epsilon_1 \approx 0{,}04\, e^2 R_\square / \hbar$. Величина ϵ_1 приблизительно втрое меньше ϵ_0. Эта оценка является предварительной и будет улучшена в последующих работах. Совместный учет флуктуации поля и параметра порядка еще более улучшает согласие с экспериментальными данными [1].

Существенно отметить, что введенная выше величина ϵ_0 отличается лишь множителем 2 от константы τ_0 теории флуктуационной проводимости Асламазова – Ларкина [5]. Это означает, что рассматриваемый эффект, наряду с флуктуациями параметра порядка ψ [5], нужно учитывать при определении величины "парапроводимости" пленок выше T_c. Флуктуации параметра порядка и электромагнитного поля оказываются, таким образом, одинаково существенными при вычислении добавочных вкладов в проводимость и другие физические характеристики пленок при температурах выше T_c.

---

1) Близкое выражение (без логарифма) получено ранее в нашей работе [4], посвященной изучению свойств туннельных контактов при температурах выше T_c.

2) Этот факт был указан нам Г.М.Элиашбергом.

Качественно ясно, что вклад в парапроводимость, связанный с электромагнитными флуктуациями, будет иметь порядок величины $\Delta\sigma/\sigma_N \sim (\epsilon_0/r)\ln(r/\epsilon_0)$. Возникающие логарифмические расходимости аналогичны имеющим место в теории Маки [6], однако их устранение не связано теперь с эффектами распаривания, как в [7]. Приведенное выше выражение для $\Delta\sigma$ объясняет наблюдения [8], согласно которым "константа распаривания" δ пропорциональна величине нормального сопротивления ($\delta \sim \epsilon_0$)[1].

В заключение выражаю искреннюю благодарность Г.М.Элиашбергу за плодотворную дискуссию и существенную помощь в интерпретации полученных результатов. Я благодарен также И.М.Дмитренко за обсуждения и предоставление материалов полученного им препринта [8].

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июля 1971г.

Литература

[1] D.G.Naugle, R.E.Glover. Phys. Lett., 28A, 611, 1969.

[2] E.Abrahams. T.Tsuneto. Phys. Rev., 152, 416, 1966; Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 54, 612, 1968.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.

[4] И.О.Кулик. Письма в ЖЭТФ, 10, 488, 1969.

[5] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин. Phys. Lett., 26A, 238, 1968; ФТТ, 10, 1104, 1968.

[6] K.Maki, Progr. Theor. Phys., 39, 897, 1968.

[7] R.S.Thompson. Phys. Rev., 1B, 327, 1970; J.E.Crow, R.S.Thompson, M.A.Klenin, A.K.Bhatnagar. Phys. Rev. Lett., 24, 371, 1970.

[8] K.Kajimura, N.Mikoshiba. Fluctuations in the resistive transitions in Al films. Preprint, 1970.

---

[1] Можно сказать, конечно, что и в данном случае речь идет о распаривании, поскольку имеет место понижение T_c (7), однако механизм распаривания является специфическим и не рассматривался ранее.