Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 8, стр. 514 – 516 *20 октября 1979 г.*

ЗАТУХАНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов

Показано, что рассеяние электронов проводимости на статических дефектах в металлах, хотя и не приводит само по себе к энергетической релаксации возбуждений, существенным образом влияет на затухание этих возбуждений, связанное с взаимодействием между электронами. При достаточно малой энергии возбуждения его затухание оказывается пропорциональным энергии в степени три вторых, а не квадрату энергии, как в теории ферми-жидкости Ландау, не учитывающей конечности свободного пробега электрона.

Теория ферми-жидкости Ландау, используемая для описания электронов проводимости в металлах, основывается на самосогласованном предположении о том, что одночастичные возбуждения ведут себя как свободные, т. е. слабо взаимодействуют между собой. При этом их затухание пропорционально ϵ^2 – квадрату энергии, отсчитанной от уровня Ферми [1]. Последнее утверждение не зависит от конкретных деталей межэлектронного взаимодействия и связано с тем, что при рассеянии квазичастиц друг на друге существенно большие и, главное, независящие от энергии передачи импульса. Поэтому затухание определяется только фазовым объемом, который пропорционален ϵ^2.

В настоящей работе показано, что при учете конечности длины свободного пробега электронов l, связанной с их рассеянием на статических дефектах, достаточно близко к уровню Ферми затухание квазичастиц пропорционально $\epsilon^{3/2}$, т. е. медленнее спадает с энергией, чем по теории ферми-жидкости, не учитывающей конечности времени свободного пробега .

Дело в том, что, помимо области больших по сравнению с l^{-1} передач импульса ($\hbar = 1$), которая по-прежнему будет давать квадратичный по ϵ вклад в затухание, становится существенной область малых передач импульса $q \sim \sqrt{\epsilon/D}$ при $\epsilon << \tau^{-1}$ ($D = v_F^2 \tau/3$ – коэффициент диффузии квазичастиц, v_F – скорость Ферми).

Отметим, что наши результаты справедливы до тех пор, пока существует металлическая проводимость, т. е. $p_F l >> 1$, где p_F – импульс Ферми.

Для простоты сначала рассмотрим случай, когда взаимодействие между электронами может быть учтено по теории возмущений. Этот случай реализуется, если обратный дебаевский радиус экранирования κ много меньше фермиевского импульса p_F. В этом случае энергетическая релаксация электронов может быть описана в рамках кинетического уравнения, которое, как показано в [2], имеет вид

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} = -\frac{4\pi}{\nu(\epsilon)} \int \frac{d\epsilon' d\omega d^3q}{(2\pi)^5} \left| \frac{4\pi e^2}{q^2 \epsilon(\omega, q)} \right|^2 \mathrm{Re}\, \frac{\zeta_\epsilon \tau \nu(\epsilon)}{1 - \zeta_\epsilon}\, \mathrm{Re}\, \frac{\zeta_{\epsilon'} \tau \nu(\epsilon')}{1 - \zeta_{\epsilon'}} \times$$

$$\times [n_\epsilon n_{\epsilon'-\omega}(1-n_{\epsilon-\omega})(1-n_{\epsilon'}) - n_{\epsilon-\omega} n_{\epsilon'}(1-n_\epsilon)(1-n_{\epsilon'-\omega})]. \quad (1)$$

Здесь n_ϵ — число электронов с энергией ϵ, $\nu(\epsilon)$ — плотность состояний электронов, $\epsilon(\omega, q)$ — диэлектрическая проницаемость электронной системы. Величина $\zeta_\epsilon(q, \omega)$ равна

$$\zeta_\epsilon(q, \omega) = \frac{i}{2ql} \ln \frac{\omega\tau + i + ql}{\omega\tau + i - ql}. \quad (2)$$

В пределе малых передач энергии и импульса ($\omega\tau << 1$, $ql << 1$):

$$\mathrm{Re}\frac{\zeta_\epsilon(q, \omega)}{1-\zeta_\epsilon(q, \omega)} = \mathrm{Re}\frac{1}{(-i\omega + Dq^2)\tau} = \frac{Dq^2}{(\omega^2 + D^2q^4)\tau}. \quad (3)$$

Диэлектрическая проницаемость в этом предельном случае имеет вид

$$\epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{D\kappa^2}{-i\omega + D\kappa^2}. \quad (4)$$

В случае больших передач импульса ($q >> l^{-1}$, $q >> \omega v_F$)

$$\mathrm{Re}\frac{\zeta_\epsilon}{1-\zeta_\epsilon} = \frac{\pi}{2ql}, \quad \epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{\kappa^2}{q^2}. \quad (5)$$

Если температура равна нулю, т. е. $n_{\epsilon'} = \Theta(-\epsilon')$, то уходное время энергетической релаксации имеет вид

$$\tau_{ee}^{-1}(\epsilon) = \int_0^\epsilon d\omega \int_{-\omega}^{0} \frac{d\epsilon'}{\pi} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \left| \frac{4\pi e^2}{q^2\epsilon(\omega, q)} \right|^2 \tau^2\nu(\epsilon')\mathrm{Re}\frac{\zeta_\epsilon}{1-\zeta_\epsilon}\,\mathrm{Re}\frac{\zeta_{\epsilon'}}{1-\zeta_{\epsilon'}}. \quad (7)$$

Рассмотрим сначала вклад в (7) от области больших q. Подставляя (5) в (7), получим хорошо известный результат [1]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}^{(1)}(\epsilon)} = \frac{\pi^2}{64} \frac{\kappa}{p_F} \frac{\epsilon^2}{\mu}, \quad (8)$$

где μ — энергия Ферми.

Вклад в уходное время релаксации от области $\omega \sim \epsilon << \tau^{-1}$ и $q << << l^{-1} << \kappa$ (последнее неравенство приводит к тому, что потенциал взаимодействия между электронами можно считать точечным) получится при подстановке (3) и (4) в (7). В результате

$$\frac{1}{\tau_{ee}^{(2)}(\epsilon)} = \frac{1}{12\sqrt{2}\pi^3 \nu(0)} \left(\frac{\epsilon}{D}\right)^{3/2} = \frac{\sqrt{6}}{8\pi} \frac{\epsilon^{3/2}\tau^{1/2}}{(p_F l)^2}. \tag{9}$$

Отметим, что при интегрировании по q в (7) оказалась существенной область $q \sim \sqrt{\omega/D}$, что и утверждалось выше.

Из сравнения (8) и (9) видно, что закон $\tau_{ee}^{-1}(\epsilon) \sim \epsilon^{3/2}$ имеет место при

$$\epsilon << \frac{1}{\tau} \frac{p_F}{\kappa} \frac{1}{(p_F l)^2} = \epsilon_1 . \tag{10}$$

Как видно из (9) исчезла дебаевская длина экранирования, так как $\nu(0)4\pi e^2/\kappa^2 = 1$. Если газовое приближение $(\kappa << p_F)$ не выполнено, то учет высоких порядков теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию приводит только к перенормировке эффективной безразмерной амплитуды рассеяния λ, т. е. выражение в правой части (9) надо умножить на λ^2. Дело в том, что перенормировка амплитуды рассеяния, которую необходимо производить в том случае, когда газовое приближение не выполнено, возникает от области больших переданных импульсов. С учетом этой перенормировки взаимодействие между электронами при малых передачах импульса и энергии можно учитывать по теории возмущений и в том, типичном для реальных металлов случае, когда величины κ и p_F — одного порядка.

Авторы благодарны А.Л.Эфросу и Д.Е.Хмельницкому за интересные обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 сентября 1979 г.

Литература

[1] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., Физматгиз, 1962.

[2] Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, ЖЭТФ, 75, 1610, 1978.