Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 3, стр. 145 – 147 *5 февраля 1983 г.*

АНОМАЛИИ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПРИ МАЛЫХ СМЕЩЕНИЯХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов

Показано, что при наложении магнитного поля наряду с аномалией при нулевом смещении V в туннельной проводимости появляются особенности при eV, равном по модулю зеемановскому расщеплению для электрона проводимости. Величина и форма этих особенностей зависит от температуры, спинового рассеяния и деталей межэлектронного взаимодействия, а положение их полностью определяется электронным g-фактором.

Аномалии туннельного тока при нулевом смещении — явление, которое давно и в большом количестве работ наблюдалось экспериментально [1]. Во многих случаях причины возникновения таких аномалий долго оставались загадочными.

В [2] было предложено объяснение туннельных аномалий, которое, как показали последующие эксперименты [3–6], позволяет описать все качественные черты явления. Более того, теория [2] находится в хорошем количественном согласии с экспериментом.

Туннельная аномалия, согласно [2], возникает из-за особенности в одночастичной плотности состояний ν на уровне Ферми в одном из электродов (или сразу в обоих), связанной с взаимодействием между электронами проводимости. Энергетическая зависимость плотности состояний определяется эффективной размерностью образца d [7]:

$$\delta\nu_d = \frac{\lambda_\nu a_d}{(\hbar D)^{d/2}} \times \begin{cases} |\epsilon|^{\frac{d-2}{2}} & (d=1,3) \\ \ln|\epsilon|\tau/\hbar & (d=2) \end{cases}, \qquad (1)$$

$$a_1 = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}}, \qquad a_2 = \frac{1}{4\pi^2}, \qquad a_3 = -\frac{1}{8\pi^2\sqrt{2}}.$$

Здесь ϵ — энергия, отсчитанная от уровня Ферми, D — коэффициент диффузии электронов, определяемый их примесным рассеянием, τ — время свободного пробега $(\epsilon \ll \hbar/\tau)$ ν_d – d-мерная плотность состояний: ν_2 — число состояний в единице площади, а ν_1 — в единице длины образца. Константа λ_ν определяется величиной и характером межэлектронного взаимодействия.

Изменение туннельной проводимости G за счет добавки (1) к ν_d при достаточно низкой температуре T имеет вид

$$\frac{\delta G(V)}{G} = \frac{\delta\nu_d(\epsilon = eV)}{\nu_d} \qquad (eV \gg T), \qquad (2)$$

где V — напряжение смещения.

Вопрос о влиянии магнитного поля H на плотность состояний и туннельную проводимость частично обсуждался в [8], где было показано, что магнитное поле подавляет эффекты взаимодействия электронов с малым суммарным импульсом (так называемые эффекты взаимодействия в куперовском канале). При притяжении электронов на малых расстояниях, если $T > T_c$, где T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние, флуктуации сверхпроводящего параметра порядка приводят к добавке к плотности состояний, имеющей минимум при $\epsilon = 0$. При отталкивании электронов эффект меняет знак. Магнитное поле подавляет эти особенности, если $H > H_0 = c\epsilon/4De$.

В настоящей работе мы рассмотрим влияние магнитного поля на поправку к плотности состояний за счет взаимодействия в диффузионном канале (которая и была рассмотрена в

[2] и покажем, что в магнитном поле наряду с особенностью в плотности состояний при $\epsilon = 0$ появляются дополнительные (зеемановские) особенности при $\epsilon = \pm\omega_s$, где $\omega_s = g\,\mu_B H$ (g – гиромагнитное отношение для электрона проводимости, а μ_B – магнетон Бора). Эти особенности в плотности состояний будут проявляться как аномалии в туннельной проводимости при $eV = \pm\omega_s$. Так как обычно $g\mu_B \ll 4De/c$, то зеемановские особенности будут возникать в таких полях, в которых эффект взаимодействия в куперовском канале полностью подавлены.

Двухчастичная функция Грина в диффузионном канале характеризуется переданными импульсом **q** и энергией ω, которые можно понимать как суммарные импульс и энергию электрона и дырки. Эта функция Грина характеризуется также суммарным спином электрона и дырки j и его проекций M. Вклады взаимодействия с различными j и M в $\delta\nu_d(\epsilon)$ аддитивны:

$$\lambda_\nu = \lambda_\nu^{(j=0)} + 3\,\lambda_\nu^{(j=1)}\ .$$

При наличии магнитного поля взаимодействие с данным M приводит к особенности в $\nu_d(\epsilon$ при $\epsilon = -M\,\omega_s$. Если $T = 0$ и спиновое рассеяние отсутствует, то поправка к плотности состояний имеет вид

$$\delta\nu_d(\epsilon) = \frac{a_d}{(\hbar D)^{d/2}}\left\{[\lambda_\nu^{(j=0)} + \lambda_\nu^{(j=1)}]\,|\epsilon|^{\frac{d-2}{2}} + \lambda_\nu^{(j=1)}\left[|\epsilon+\omega_s|^{\frac{d-2}{2}} + |\epsilon-\omega_s|^{\frac{d-2}{2}}\right]\right\}$$

$$(d=1,3), \qquad (3)$$

$$\delta\nu_2(\epsilon) = \frac{1}{4\pi^2\,\hbar D}\left\{[\lambda_\nu^{(j=0)} + \lambda_\nu^{(j=1)}]\ \ln\frac{|\epsilon|\tau}{\hbar} + \lambda_\nu^{(j=1)}\ \ln\frac{|\epsilon^2-\omega_s^2|\,\tau^2}{\hbar^2}\right\}\quad (d=2)\ .$$

Если, как это обычно бывает, $\lambda_\nu^{(j=0)} + \lambda_\nu^{(j=1)} > 0$, а $\lambda_\nu^{(j=1)} < 0$, то при наложении магнитного поля наряду с минимумом при $\epsilon = 0$, который становится интенсивнее, чем при $H = 0$, появляются два максимума при $\epsilon = \pm\omega_s$.

Возникновение зеемановских особенностей связано с взаимодействием частицы из одной спиновой подзоны с энергией, близкой к $2\alpha\,\omega_s$ ($\alpha = \pm 1/2$ – проекция спина в этой подзоне на направление **H**) с частицей, находящейся вблизи уровня Ферми в другой подзоне с почти равными импульсами (если энергия ϵ не близка к $2\alpha\,\omega_s$, то соответствующий ей импульс сильно отличается от фермиевского в другой подзоне). Другими словами, точные волновые функции частиц с $\epsilon \approx 2\alpha\,\omega_s$ и $\epsilon \cong 0$ из разных спиновых подзон сильно скоррелированы в пространстве.

Зеемановские особенности, в отличие от основной при $\epsilon = 0$ размываются не только при конечной температуре, но и из-за спинового рассеяния электронов проводимости, которое становится существенным при

$$(\epsilon \pm \omega_s) \lesssim \hbar/t_s > T\ ,$$

где t_s – полное время спиновой релаксации как за счет спин-орбитального рассеяния τ_{so}, так и за счет рассеяния на парамагнитных примесях τ_s [9]:

$$t_s^{-1} = \frac{4}{3}\,(\tau_{so}^{-1} + \tau_s^{-1})\ .$$

Итак, величина и форма зеемановских особенностей в плотности состояний зависит от температуры, спинового рассеяния и через константу $\lambda_\nu^{(j=1)}$ от деталей межэлектронного взаимодействия. Однако расстояние между этими особенностями по энергии $2\,\omega_s$ полностью определяется g-фактором электрона проводимости.

Следует также отметить, что все свойства зеемановских особенностей не зависят от соотношения между ω_s и $\hbar/\tau$. Выражение (3) остается справедливым вблизи особенности с данным M, даже при $\omega_s > \hbar/\tau$, если только $(\epsilon + M\omega_s) \ll \hbar/\tau$ ($(eV + M\omega_s) \ll \hbar/\tau$).

Выражение для поправки к плотности состояний при $T = 0$ можно записать в виде

$$\delta\nu_d(\epsilon) = \sum_{j,M} \frac{\lambda_\nu^{(j)}}{2\pi} \mathrm{Re} \int (dq)\, D^{(j,M)}(\epsilon, \mathrm{q}), \qquad (4)$$

где $(dq) = d^d q/(2\pi)^d$, а выражение для диффузионного полюса $D^{(j,M)}$ с данными j и M получено в [10]:

$$D^{(j,M)}(\omega, \mathrm{q}) = \left(-i\omega + Dq^2 - iM\omega_s \mathrm{sign}\omega + \frac{j}{t_s}\right)^{-1}. \qquad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим выражение для поправки к плотности состояний, которое при $t_s = \infty$ совпадает с (3). Особенности, связанные с взаимодействием при $j = 1$, как уже говорилось выше, размываются при конечном t_s. Например, при $d = 3$ этот вклад получается из (3) заменой

$$\sqrt{(\epsilon + M\omega_s)} \to \mathrm{Re}\sqrt{2\,[i(\epsilon + M\omega_s) + \hbar/t_s]} = \sqrt{\sqrt{(\epsilon + M\omega_s)^2 + \hbar^2/t_s^2} + \hbar/t_s},$$

где $M = 0, \pm 1$. Что касается взаимодействия с $j = 0$, то этот вклад не зависит от t_s.

Литература

1. *Роуэл Дж. М.* Книга „Туннельные явления в твердых телах", М.: Мир, 1973, глава 27.

2. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Solid State Comm, 1979, **30**, 115.

4. *McMillan W.L., Mochel J.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 556.

3. *Dynes R.C., Garno J. P.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 137.

5. *Imry J., Ovadyahu Z.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 841.

6. *Богомолов В.Н., Колла Е.В., Кумзеров Ю.А.* Материалы XXII Всесоюзного совещания по физике низких температур. Кишенев 1982, часть II, стр. 84.

7. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.

8. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Solid State Comm., 1981, **38**, 11.

9. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Zuzin A.Yu.* Solid State Comm., 1982, **44**, 127.

10. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю.* ЖЭТФ, 1983, **84**, вып.4.

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

Поступила в редакцию
22 декабря 1982 г.