Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 9, стр. 613 – 616 *5 ноября 1979 г.*

НОВЫЙ ТИП МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ТОНКИХ СЛОЯХ МЕТАЛЛОВ

В.М.Гохфельд, В.Г.Песчанский

Процессы переброса электронов проводимости при их отражении поверхностью образца могут быть обнаружены в новом магнитоакустическом эффекте.

Кинетические явления в проводниках, тонких по сравнению с длиной свободного пробега носителей заряда ($d << l$), качественно отличаются от случая массивного образца вследствие взаимодействия электронов с границей металла. Это взаимодействие [1] может носить характер как "диффузного рассеяния", когда квазимпульсы электрона до и после его соударения с границей, p и p', слабо скоррелированы, так и "зеркального отражения", когда они связаны соотношениями

$$\mathbf{p}' \times \mathbf{n} = \mathbf{p} \times \mathbf{n};\ \epsilon(\mathbf{p}') = \epsilon(\mathbf{p});\ \operatorname{sign} v_n(\mathbf{p}') = -\operatorname{sign} v_n(\mathbf{p}); \tag{1}$$

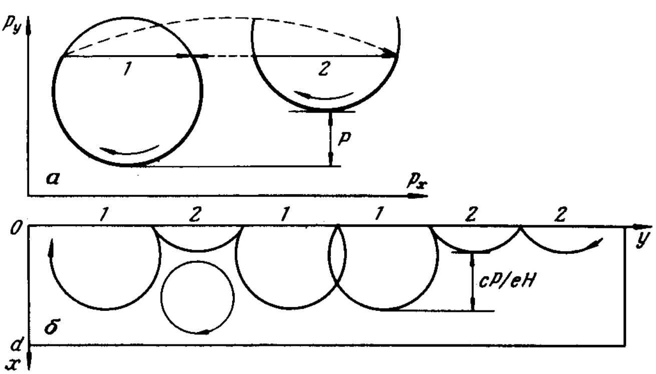
$\mathbf{n}$ — внутренняя нормаль к поверхности образца. В первом случае появляется новый, зачастую основной, механизм диссипации, во втором — существенно изменяется систематика электронных орбит во внешнем магнитном поле (см., например, [2, 3]).

Заслуживает внимания то обстоятельство, что даже при чисто зеркальном отражении связь между $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ (1) вообще говоря, неоднозначна: если прямая $\mathbf{p} \times \mathbf{n} = \mathrm{const}$ пересекает поверхность Ферми (ПФ) в нескольких точках с $v_n(\mathbf{p}) > 0$, то в момент соударения с границей может произойти переброс электрона, например, на другую полость ПФ. Такие "поверхностные перебросы", если их вероятность за время свободного пробега носителей $\nu^{-1} = l/v_F$ не мала, могут проявиться в кинетических эффектах, в частности, изменить зависимость коэффициента поглощения ультразвука от приложенного магнитного поля.

Пусть звуковая волна $u_x = u_{ox} \exp(ikx - i\omega t)$ распространяется вдоль нормали к слою ($0 \leqslant x \leqslant d >> k^{-1}$) металла, такого, что имеются две выпуклые полости ПФ, совместимые параллельным переносом:

$$\epsilon(\mathbf{p}_1) = \epsilon(\mathbf{p}_2) = \epsilon_F;\ \ \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_1 - 2\pi\hbar\mathbf{b}. \tag{2}$$

Вектор $\mathbf{b}$, который, в частности, может просто совпадать с периодом обратной решетки кристалла, расположен в плоскости $(\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_y)$ и составляет угол θ с осью $\mathbf{p}_x$.



а — Движение электрона в p-пространстве: штриховыми линиями показаны перебросы, возможные при поверхностном отражении; *б* — электронные траектории в слое металла ($H > H_2$).

Тогда в магнитном поле, $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, параллельном слою, электроны, сталкивающиеся с одной из его границ, движутся по открытым траекториям, которые вследствие поверхностных перебросов состоят из отрезков, смещенных вдоль нормали к слою на расстояние

$$cP/eH = 2\pi\hbar b\,|\sin\theta|\,c/eH, \tag{3}$$

как показано на рисунке. Ясно, что в статическом случае, когда $\omega << << \nu$, вклад таких электронов в акустическое поглощение зависит от разности фаз звуковой волны на длине cP/eH, что приводит к осцилляциям поглощения с изменением H.

Расчет этого эффекта не представляет затруднений, если известна функция распределения электронов f. Решение кинетического уравнения в переменных p_z, λ, t есть

$$(f - f_0)(\dot{u}_{xx}\partial f_0/\partial\epsilon)^{-1} = \sum_{i=1}^{2} \chi(\lambda, t) \equiv \sum_{i=1}^{2} (A_i \mathcal{E}^{t}_{\lambda_i} + \int_{\lambda_i}^{t} dt' \Lambda_i \mathcal{E}^{t}_{t'}) ;$$

$$\mathcal{E}^{\beta}_{a} \equiv \exp(\int_{\beta}^{a} dt''(i\mathbf{kv} + \nu)) . \tag{4}$$

Здесь λ_i — момент последнего столкновения электрона, находящегося на i-й полости ПФ, с поверхностью слоя, $f_0(\epsilon)$ — функция Ферми, Λ — отличие деформационного потенциала от его среднего значения на ПФ, а величины A_i определяются из граничного условия, которое при зеркальном отражении имеет вид

$$\chi(\tau_i, \tau_i) = a\chi(0, \tau_k) + (1 - a)\chi(0, \tau_i); \quad \int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \tau_i} v_x dt \equiv \int_0^{\tau_i} v_x dt_i = 0. \tag{5}$$

Нас, естественно, интересует случай, когда вероятность переброса a превосходит вероятность внутриобъемного рассеяния электрона за время между соударениями с границей τ_i : $1 > a >> r/l$, r — ларморовский радиус. При этом величины A_i не зависят от a и равны

$$A \cong \frac{1}{\nu(\tau_1 + \tau_2)} \sum_{i=1}^{2} \int_0^{\tau_i} dt_i \Lambda_i \mathcal{E}^{\tau_i}_{t_i} \cong \frac{\sqrt{2\pi/i\mathbf{k}\dot{\mathbf{v}}_0}}{\nu(\tau_1 + \tau_2)} \sum_{i=1}^{2} \Lambda_{i0} \exp(-ikx_{i0}), \tag{6}$$

где функции с индексом 0 берутся в точке поворота электрона $v_x = 0$.

Коэффициент поглощения продольного звука может быть вычислен по формуле

$$\Gamma = (2k^2 eH/c\rho h^3)\mathrm{Re} < \int dp_z \sum_{i=1}^{2} \int_0^{\tau_i} dt_i \Lambda_i \chi(0, t_i) >, \tag{7}$$

в которой ρ — плотность кристалла, угловые скобки означают усреднение по толщине образца, а пределы интегрирования выбираются таким образом, чтобы точки поворота на орбитах *1* и *2*, где электрон эффективно взаимодействует со звуковым полем, одновременно помещались в слое. Осциллирующая часть коэффициента поглощения оказывается равной

$$\Delta\Gamma_{\text{осц}} \cong \Gamma_0 (l/d)\, \phi(H) \cos(kcP/eH); \tag{8}$$

$$\phi(H) = \begin{cases} 0, & (H < H_1); \qquad H_1 \equiv cP/ed; \\ \sim H/H_1 - 1 & (0 < H - H_1 << H_1); \\ \text{const} \sim 1, & (H_2 < H << kdH_2); \qquad H_2 \equiv c\Delta p_y/ed. \end{cases}$$

Здесь Γ_0 — поглощение звука в отсутствие магнитного поля [4], а Δp_y — максимальный размер сечения ПФ $p_z = \text{const}$. В полях $H \sim H_2$ амплитуда осцилляций (8) порядка всего коэффициента поглощения и намного $(\sim \sqrt{kr}\, H_2/(H - H_2) >> 1)$ превосходит амплитуду обычного, пиппардовского, резонанса, который возможен лишь при $H > H_2$ [5]. Столь большая величина эффекта объясняется тем, что в данной задаче сдвиг траектории после переброса $x_{10} - x_{20} = cP/eH$ одинаков для всех электронов, сталкивающихся с границей слоя.

Обсудим теперь другой возможный случай, когда p_x есть некоторое симметричное направление в p-пространстве, вдоль которого расположены две различные полости ПФ $\epsilon_1(\mathbf{p}_1) = \epsilon_F$ и $\epsilon_2(\mathbf{p}_2) = \epsilon_F$. Если $p_y = 0$ является плоскостью симметрии ПФ, то расчет отличается от приведенного фактически лишь тем, что длина $x_{10} - x_{20}$ зависит от p_z. Это приводит к появлению множителя $\sim 1/\sqrt{kr}$ в амплитуде осцилляций коэффициента поглощения: при $H > c(p_{y1}^{max} + p_{y2}^{max})/ed$

$$\Delta\Gamma_{\text{осц}} \sim \Gamma_0 (l/d\sqrt{kr}) \cos(kc\,|p_{y1}^{max} - p_{y2}^{max}|/eH - \pi/4). \qquad (9)$$

Таким образом, благодаря процессам переброса электронов при соударениях с границей проводника в тонких металлических слоях возможны магнитоакустические осцилляции большой амплитуды. В отличие от известных магнитоакустических эффектов, их период несет информацию о взаимном расположении отдельных полостей ПФ.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 сентября 1979 г.

Литература

[1] А.Ф.Андреев. УФН, **105**, 113, 1971.

[2] В.Г.Песчанский, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, **55**, 1980, 1968.

[3] В.М.Гохфельд, В.Г.Песчанский. ЖЭТФ, **61**, 762, 1971.

[4] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, **32**, 837, 1957.

[5] Э.А.Канер, В.Л.Фалько. ЖЭТФ, **46**, 1344, 1964.