Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 3, стр. 164 – 167 *5 февраля 1973 г.*

ГИГАНТСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО КВАНТОВАНИЯ

Э. Н. Богачек, Г. А. Гогадзе

В предыдущей работе авторов [1] был найден спектр магнитных поверхностных уровней (МПУ) в нормальном цилиндре. Было показано, что в слабом магнитном поле $r_H > R$ (r_H – циклотронный радиус, R – радиус цилиндра) эти уровни ответственны за осцилляции термодинамических величин как функции потока ϕ с периодом, равным кванту потока $\phi_0 = hc/e$. Такого рода осцилляции были названы эффектами типа квантования потока [1, 2].

Настоящая работа посвящена учету вклада МПУ цилиндра в поглощение звука. Показано, что при пропускании продольного звука через цилиндр возникают гигантские осцилляции поглощения, аналогичные эффекту Гуревича, Скобова и Фирсова [3]. В то время как в массивном металле период осцилляций в отсутствие переходов между уровнями Ландау совпадает с де гааз – ван альфеновским периодом, в рассматриваемом случае имеет место периодичность в функции потока магнитного поля с расстоянием между пиками, равным ϕ_0.

Переходя к решению поставленной задачи, выпишем выражение для спектра МПУ в цилиндре ($\mathbf{H} \parallel Oz$) [1]:

$$E_{mn}(p_z) = \epsilon_{mn} + p_z^2/2m^*,$$

$$\epsilon_{mn} = \frac{\hbar^2}{2m^*R^2}\left\{(m+\eta)^2 + m^{4/3}\left[3\pi(n+3/4)\right]^{2/3}\right\}, \qquad (1)$$

здесь m^* – масса электрона, $\eta = \phi/\phi_0$, ϕ – поток магнитного поля через сечение цилиндра. Из законов сохранения энергии и z-компоненты квазиимпульса получаем условие, необходимое для поглощения звука частоты ω_q, распространяющегося вдоль оси z (q – волновой вектор звука):

$$\epsilon_{mn} - \epsilon_{m'n'} + \hbar\omega_q = \frac{p_z}{m^*}\hbar q. \qquad (2)$$

Потребуем, чтобы расстояние между уровнями было велико, так что выполнено условие:

$$\epsilon_{mn} - \epsilon_{m'n'} > \hbar q v_F. \qquad (3)$$

Тогда (2) имеет место только при $n = n'$, $m = m'$, и квазиимпульс электронов, участвующих в поглощении, равен $p_z^{(0)} = m^* s$ (s – фазовая скорость звука). Условие (3) эквивалентно выполнению неравенства $qR < 1$, что соответствует распространению упругих волн в стержне $u = u^{(0)} e^{iqz}$ [4][1]. Вычисление коэффициента поглощения звука проводится аналогично работе [3], поэтому мы приведем сразу окончательный результат:

$$\Gamma \simeq \frac{1}{4\pi}\Gamma_0 \frac{\lambda}{R}\frac{\Delta\epsilon_m}{kT}\sum_{n,m} \mathrm{ch}^{-2}\left[\frac{\epsilon_{mn}(\eta) - \zeta}{2kT}\right], \qquad (4)$$

где Γ_0 – коэффициент поглощения звука массивного проводника в нулевом поле [5], λ – де-бройлевская длина волны электрона, $\Delta\epsilon_m \equiv \epsilon_{m+1,n} - \epsilon_{m,n} \sim \hbar v_F/R$. Выражение (4) описывает поведение коэффициента поглощения Γ лишь вблизи максимумов. Вклад в поглощение дают электроны, энергия которых лежит в узком интервале порядка kT у уровня Ферми ζ. Внутри этого интервала для спектра (1) возникает набор разрешенных значений импульса $p_z = p_z^{mn}$. При изменении магнитного поля положение разрешенных интервалов меняется. Когда при некотором поле $p_z^{(0)}$ попадает в интервал разрешенных значений, имеет место гигантская осцилляция[2]. График функции $\Gamma(\phi)$

---

[1] Мы не будем учитывать возможные волны изгиба и кручения. Закон дисперсии этих волн нелинейный и ввиду различия в скорости распространения они легко отделяются на эксперименте.

[2] Описываемый эффект отсутствует для МПУ на плоской границе [6, 7], так как наличие в их спектре двух непрерывных квантовых чисел p_y и p_z (ось x направлена во внутрь металла, H параллельно поверхности) не приводит к образованию запрещенных областей по p_z.

Для высокочастотных эффектов [8] ширина гигантских осцилляций определяется не только температурой, но и величиной частоты ω. В нашем случае низкочастотного звука можем считать $\hbar\omega < kT$.

представляет собой ряд резких пиков, расстояние между которыми $\Delta\phi = \phi_0$.

Для определения коэффициента поглощения вне максимумов необходимо учесть рассеяние электронов, что качественно сводится к замене δ-функции, описывающей закон сохранения энергии, на размазанную (лоренцеву) функцию с шириной $\sim 1/\tau$ (τ – время релаксации). Если выполнены условия $\hbar q^2/2m^* \ll 1/\tau$ и $\omega \ll 1/\tau$, то исследование возникающего выражения для Γ показывает, что гигантские осцилляции возможны при выполнении неравенства:

$$\sqrt{\frac{\zeta}{kT}\,\frac{\lambda}{R}} \gg \frac{1}{B} \quad \text{или} \quad q\ell\left(\frac{\lambda}{R}\right)^{1/2} \gg 1, \tag{5}$$

ℓ – длина свободного пробега электронов, $B = \sqrt{2kT/m^*}\,q\tau$. При этом получаем следующие оценки отношения наибольшего коэффициента поглощения к наименьшему:

$$B \sim q\ell\sqrt{\frac{kT}{\zeta}} \gg 1, \quad \frac{\Gamma_{max}}{\Gamma_{min}} \sim q\ell\,\frac{\zeta}{kT}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^{3/2} \gg 1,$$

$$B \sim 1, \quad \frac{\Gamma_{max}}{\Gamma_{min}} \sim \left(\frac{\zeta}{kT}\,\frac{\lambda}{R}\right)^{3/2} \gg 1, \tag{6}$$

$$B \ll 1, \quad \frac{\Gamma_{max}}{\Gamma_{min}} \sim (q\ell)^2\left(\frac{\zeta}{kT}\right)^{1/2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^{3/2} \gg 1 .$$

Как видно из (6), ситуация экспериментального наблюдения рассматриваемого эффекта наиболее благоприятна для металлов типа Bi.

Проведенный расчет предполагает, что имеет место высокая степень зеркальности отражения "скользящих" электронов на границе цилиндра, а также выполнено условие $\hbar v_F/R \gg kT$. В то же время допускается, что учет слабой диффузности размывает квантовые уровни "объемных" электронов с малыми значениями магнитного квантового числа m. Поэтому соответствующий им спектр, не совпадающий с (1), становится непрерывным и не дает вклада в гигантские осцилляции коэффициента поглощения Γ.

В заключение отметим, что гигантские осцилляции поглощения звука возникают и в случае полого тонкостенного цилиндра. Когда толщина стенок $d \ll R$, спектр электронов имеет вид [1, 2]:

$$E_{mn}(p_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left\{\frac{(m+\eta)^2}{R^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2}\right\} + \frac{p_z^2}{2m^*} . \tag{7}$$

Для отношения $\Gamma_{max}/\Gamma_{min}$ сохраняются оценки (6).

Авторы выражают глубокую благодарность И.О.Кулику и Э.А.Канеру за ценные дискуссии.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
20 декабря 1972 г.

Литература

[1] Э.Н.Богачек, Г.А.Гогадзе. ЖЭТФ, 63, 1839, 1972.

[2] И.О.Кулик. Письма в ЖЭТФ, 11, 407, 1970.

[3] В.Л.Гуревич, В.Г.Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 40, 786, 1961.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М., изд. Наука, 1965.

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

[6] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960; УФН, 96, 409, 1968.

[7] T.W.Nee, R.E.Prange. Phys. Lett., 25A, 582, 1967.

[8] E.A.Kaner, V.G.Skobov. Advances in Physics, 17, 607, 1968; Э.А.Канер, О.И.Любимов, В.Г.Скобов. ЖЭТФ, 58, 730, 1970.