

## МАГНИТОПРОБОЙНЫЕ ГИГАНТСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА МЕТАЛЛАМИ

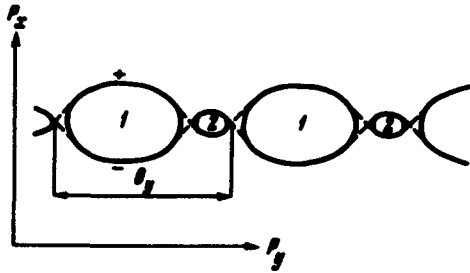
А.А.Слуцкий, С.А.Соколов

Хорошо известно, что осциллирующая зависимость различных макроскопических величин в металлах от магнитного поля  $H$  обусловлена его квантуемыми свойствами. Обычно из-за малости параметра квазиклассичности  $\kappa = e\hbar H / c b_0^2$  ( $b_0$  – характерный размер в  $\rho$ -пространстве) осцилляции имеют малую амплитуду  $\sqrt{\kappa}$ . Однако амплитуда осцилляций поглощения звуковой волны (с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $q$ ) в условиях резонанса может стать "гигантской", т.е.  $\gg 1$ . Впервые на это обстоятельство обратили внимание Гуревич, Скобов, Фирсов (ГСФ) [1]. Эффект ГСФ обусловлен осцилляцией плотности числа состояний на поверхности Ферми в той точке  $\rho_z$ , где имеет место резонанс ( $\rho_z$  – проекция импульса на  $H = (0, 0, H)$ )<sup>1)</sup>. Для наблюдения этого эффекта необходима весьма малая ширина резонанса, а именно [1],  $\nu_0 / qv_0 \lesssim \sqrt{\kappa}$  ( $\nu_0$  – частота столкновений,  $v_0$  – характерная скорость).

В настоящей работе на примере ультразвука будет показано, что явление магнитного пробоя [4] – межзонных туннельных переходов электрона проводимости в поле  $H$ , приводит к возникновению новых

<sup>1)</sup> Аналогичное явление для электромагнитных волн рассмотрено И.Лифшицем и др. [2]. Некоторая модификация эффекта ГСФ рассматривалась недавно в [3].

гигантских (резонансных) осцилляций высокочастотных характеристик металла, не связанных с осцилляциями плотности и существенно отличающихся от эффекта ГСФ. В качестве модели мы рассмотрим систему периодически повторяющихся симметричных орбит двух зон, между которыми (в местах наибольшего сближения) происходят туннельные переходы с вероятностью  $W(H)$  [4, 5] (см. рисунок, где цифры 1, 2 – номера зон). Кроме того, ниже предполагается, что электрон основное время проводит на траекториях первой зоны, т.е. имеют место усиленные неравенства<sup>1)</sup>  $a = S_1/S_2 \gg 1$ ,  $\beta = \Omega_1/\Omega_2 < 1$  ( $S_{1,2}(E, P_z)$  – площади орбит 1 и 2,  $\Omega_{1,2} = eH/m_{1,2}^*c$  – частоты обращения по орбитам  $m_{1,2}^* = (2\pi)^{-1}(\partial S_{1,2}/\partial E)_{P_z}$ ,  $a \sim \beta^{-2}$ ). В условиях, когда реализуются стационарные "магнитопробойные" состояния электрона проводимости вторая орбита несмотря на свою малость существенно влияет на динамику электрона. Ее "управляющее" действие (см. ниже), обусловленное когерентными эффектами, аналогичными тем, которые возникают при "просветлении" оптики, является причиной магнитопробойных гигантских осцилляций.



Энергетический спектр рассматриваемой конфигурации представляет собой набор "магнитных" зон [4, 5]  $E_n(P_x, P_z) = E_n(P_x + 2\pi\sigma/b_y, P_z)$  уширенных уровней Ландау ( $\sigma = e\hbar H/c$ ,  $P_x - X$  – компоненты обобщенного импульса,  $b_y$  – период в  $p$ -пространстве,  $n$  – номер магнитной зоны). В нулевом приближении по  $\beta$  разность  $E_{n+1}(P_x, P_z) - E_n(P_x, P_z) = \hbar\Omega_1(\zeta, P_z)$  ( $\zeta$  – энергия Ферми); т.е. число состояний на интервале  $\Delta E \gg \hbar\Omega_1$  определяется только первой (большой) зоной. В то же время малая зона 2 существенно влияет на стационарные векторы состояния  $|\mu\rangle$  ( $\mu = \{n, P_x, P_z\}$ ) с точностью до величин  $\sim \beta$  равные  $c_\mu^{(+)}|\psi_+\rangle + c_\mu^{(-)}|\psi_-\rangle$ , где  $|\psi_\pm\rangle$  – обычные квазиклассические функции, описывающие движение по верхнему (+) и нижнему (-) участкам первой орбиты, а коэффициенты  $c^\pm$  связаны соотношением  $|c_\mu^{(+)}|^2 - |c_\mu^{(-)}|^2 = m_{1,2}^*(\partial E_n/\partial P_x)2b_y \langle \psi_\pm/\psi_\pm \rangle = 1$ , поперечная средняя скорость ( $\partial E_n/\partial P_x \sim v_0$ ). Можно сказать, что ширина зон  $E_n$  (в отличие от разности  $E_{n+1} - E_n$ ) периодически зависит от параметра  $S_2(\zeta, P_z)/\sigma \gg 1$  (период равен  $2\pi$ ). Вместе с нею осциллируют по  $S_2/\sigma$  как  $c^\pm$ , так и матричные элементы  $\langle \mu | \hat{\phi} | \mu' \rangle$  произвольной физической величины  $\hat{\phi}$ . В условиях резонанса

<sup>1)</sup> Для ряда металлов, обнаруживающих свойство магнитного пробоя  $\alpha < 10^2 - 10^3$  [4].

нанса это обстоятельство и приводит к магнитопробойным гигантским осцилляциям коэффициента поглощения звука

$$\Gamma(H) = \text{Re} \sum_{\mu\mu'} |\langle \mu | \Lambda(\hat{p}, \hat{r}) | \mu' \rangle|^2 (\partial f_0 / \partial E_\mu) / i \times \\ \times [(E_\mu - E_{\mu'}) \hbar + \omega] - \nu_0 |V_0|_0 \quad (1)$$

$f_0(E)$  — фермиевская функция,  $\Lambda(\hat{p}, \hat{r})$  — энергия взаимодействия электрона со звуком, детальный вид ее мы не приводим.  $V_0, I_0$  — объем кристалла и плотность потока энергии звуковой волны, соответственно.

Рассмотрим сначала магнитопробойные гигантские осцилляции для случая слабой пространственной дисперсии  $\nu_0 \ll qv_0 \ll \Omega_1$  и  $q_x = 0$ . После некоторых преобразований, проведенных с точностью до величин  $\sim \beta/W$ , и интегрирования по  $P_x$  мы можем представить формулу (2) в следующем виде:

$$\Gamma(H) = \Gamma^\infty + \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3 V_0 I_0} \int dE dp_z \times \\ \times \frac{(\partial f_0 / \partial E) \nu_0 m_1^* |\langle \Lambda \rangle_+ - \langle \Lambda \rangle_-|^2 2r \sin(S_2 / 2\sigma)}{[(\omega - q_z v_z^{(1)})^2 + \nu_0^2] \sqrt{\rho^4 + 4r^2 \sin^2(S_2 / 2\sigma)}}, \quad (2)$$

где  $v_z^{(1)} = -(\partial S_1 / \partial p_z) E / m_1^*$  — средняя скорость вдоль  $H$  для первой волны,  $\rho^2 = W$ ,  $r^2 + \rho^2 = 1$ ;  $\Gamma^\infty$  — предельное значение  $\Gamma(H)$  при  $H \rightarrow \infty$ ,  $\langle \Lambda \rangle_{\pm}$  — "классическое" среднее величины  $\Lambda$  по участку " $\pm$ ". В формуле (2) быстро осциллирующая функция  $\sin(S_2 / \sigma)$  "конкурирует" с резонансным знаменателем, который мал вблизи резонансной точки  $\bar{p}_z$ , где  $\omega = q_z v_z^{(1)}$ . (Из-за малости  $\omega / qv_0$  производная  $(\partial S_1 / \partial p_z) E$  в  $p_z$  мала.) В наиболее интересном и типичном случае близко расположенных экстремальных точек  $S_1(\zeta, p_z)$  и  $S_2(\zeta, p_z)$  функцию  $\sin(S_2 / \sigma)$  внутри резонансной области можно считать постоянной, если  $\gamma_q = \nu_0 \beta / qv_0 \sqrt{\kappa} \ll 1$ ,  $\gamma_T = kT / \hbar \Omega_2 \ll 1$  ( $T$  — температура). При этом

$$\Gamma(H) = \Gamma^\infty + (\Gamma_0 - \Gamma^\infty) 2r |\sin(S_2 / \sigma)| \times \\ \times [\rho^4 + 4r^2 \sin^2(S_2 / 2\sigma)]^{-1/2} \quad (3)$$

Здесь  $\Gamma_0$  есть  $\Gamma(H)$  в отсутствие пробоя,  $S_2 = S_2(\zeta, \bar{p}_z)$ . Согласно (3) осцилляции  $\Gamma(H)$  имеют период  $\Delta(H^{-1}) = 2\pi e \hbar / c S_2(\zeta, \bar{p}_z)$  и амплитуду  $\sim 1$ , т.е. являются "гигантскими". В другом предельном случае  $\gamma_q, \gamma_T \gg 1$  амплитуда осцилляций  $\sim \exp(-\gamma)$ , и выражение для  $\Gamma$  получается из (3) усреднением последнего по аргументу  $\Phi_2 = S_2 / \sigma$ . Критерии возникновения магнитопробойных гигантских осцилляций ( $\gamma_q, \gamma_T \lesssim 1$ ) отличаются от соответствующих критериев

для эффекта ГСФ малым множителем  $\beta$ , что улучшает возможности их наблюдения. При  $\alpha \lesssim 10^{-2}$ ,  $\nu_0 \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$ ,  $H \sim 10^4 - 10^5 \text{ э.}$  Магнитопробойные гигантские осцилляции возможны для  $\omega \gtrsim 10^7 \text{ сек}^{-1}$ . Подчеркнем, что сами формулы (2), (3) получены для случая, когда в резонансе участвуют много термов  $E_n$  и, следовательно, осцилляции ГСФ отсутствуют.

Для  $q\nu_0 \gtrsim \Omega_0$  и  $q_x \neq 0$  положение  $\bar{p}_z$  существенно зависит от

$$P_x(E(P_x + \hbar q_x; \bar{p}_z + \hbar q_z) + E_n(P_x, p_z) - \hbar \omega).$$

Интегрирование по  $P_x$  уничтожает остроту резонанса и потому магнитопробойные гигантские осцилляции существуют лишь в окрестности точек  $H_r = c q_x b_y / 2\pi e r$ , где  $\hbar q_x = 2\pi\sigma/b_y$  ( $r$  — целое). Ширина этих областей

$$\Delta H_r \sim \sqrt{\kappa} \beta^{-1} H_r.$$

Рассмотренный эффект имеет место для любых конфигураций (замкнутых и открытых), у которых все большие траектории (типа "z") почти одинаковы. Это выполняется для всех направлений  $H$ , близких к оси симметрии кристалла. В противном случае спектр "хаотизируется" (см. [6]) и происходит эффективное уширение резонансной области. Как показывают оценки, для возникновения магнитопробойных гигантских осцилляций угол  $\theta$  между  $H$  и осью симметрии должен быть  $\lesssim \sqrt{\kappa}/\beta$  ( $\theta \lesssim 10^\circ$ ).

Подробный анализ всей ситуации с применением общего метода [6] будет изложен в отдельной статье.

Авторы признательны И.М.Лифшицу за интерес к работе и полезные обсуждения, один из нас (С.А.С.) благодарен В.М.Набутовскому за стимулирующие дискуссии.

Новосибирский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
26 апреля 1971 г.

После переработки  
27 мая 1971 г.

### Литература

- [1] В.Л.Гуревич, В.Г.Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 40, 786, 1961.
- [2] И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 40, 1235, 1961; И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, А.А.Слуцкий. ЖЭТФ, 43, 1464, 1962.
- [3] Ю.М.Гальперин, С.В.Ганцевич, В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, 56, 1728, 1969.
- [4] R.W.Stark, L.M.Falicov. Prog. in low temp. Physics, 5, 235, 1967.
- [5] А.А.Слуцкий. ЖЭТФ, 53, 767, 1967.
- [6] А.А.Слуцкий. ЖЭТФ, 58, 1098, 1970.