

НОВЫЙ ТИП ГИГАНТСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА МЕТАЛЛАМИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ КОГЕРЕНТНЫМ МАГНИТНЫМ ПРОБОЕМ

В.И.Макаров, А.А.Слуцкин, Г.В.Сухина,
А.А.Саньков

В работе показано существование нового типа "гигантских" осцилляций поглощения продольного звука металлами, возникающих за счет когерентного магнитного пробоя.

Цель данной работы – показать экспериментально и теоретически существование нового "гигантского" осцилляционного эффекта, возникающего при резонансном (бесстолкновительном) поглощении продольного звука металлами в условиях магнитного пробоя (МП).

1. Экспериментально изучалось при температурах $T = 2$ и $4,2\text{K}$ поглощение продольного звука ($\omega/2\pi = 150$ МГц) на олове с относительным остаточным сопротивлением $2 \cdot 10^{-5}$. Волновой вектор звука \mathbf{q} был параллелен с точностью $\pm 0,5^\circ$ оси $[001]$. Были обнаружены квантовые осцилляции коэффициента поглощения звука Γ по магнитному полю $H(\Gamma(H))$, которые становились гигантскими при $H \approx 50 - 60$ кЭ (рис. 1). Основной период этих осцилляций $\Delta_0(1/H) = e\hbar/cS_0^{min}$ соответствует площади S_0^{min} минимального сечения малой полости поверхности Ферми, расположенной в третьей зоне Бриллюэна. Отличительная черта обнаруженных гигантских осцилляций – аномальная чувствительность их амплитуды к малым отклонениям магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ от оси симметрии $\mathbf{n} = [001]$. Как видно из рис. 2 относительная амплитуда осцилляций $\Gamma(H)/\Gamma(0)$ достигает своего максимального значения 0,2 при угле θ между \mathbf{H} и \mathbf{n} равном 2° и падает на порядок при увеличении θ до 4° . В полях $H \lesssim 15$ кЭ величина $\Gamma(H)/\Gamma(0)$ от θ практически не зависит (рис. 2), что свидетельствует об отсутствии резкой анизотропии энергии взаимодействия электронов со звуком $\Lambda = \lambda_{ik}(p)u_{ik} = \lambda_{zz}u_{zz}$ (p – импульс электрона, λ_{ik} – тензор деформационного потенциала, u_{ik} – тензор деформации).

Полная перестройка угловой зависимости $\Gamma(H)/\Gamma(0)$, происходящая в области углов $\theta = 4^\circ$ при увеличении H от 15 до 60 кЭ заставляет предположить существование нового осцилляционного механизма, который не связан с осцилляцией плотности числа состояний, и, следовательно, не может трактоваться в известных квазиклассических терминах [1].

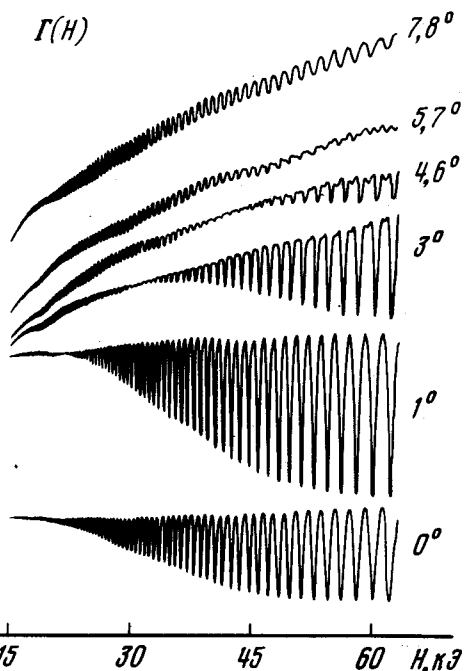


Рис. 1. Зависимость $\Gamma(H)$ при различных углах θ

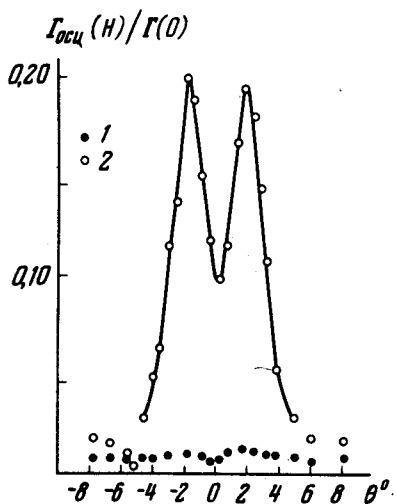


Рис. 2. Зависимость $\Gamma_{\text{осц}}(H)/\Gamma(0)$ от угла θ : кривые: 1 — $H = 13$ кЭ, 2 — $H = 60$ кЭ

Поскольку в исследуемой области магнитных полей существует развитый МП между малыми электронными орбитами третьей зоны, и "большими" дырочными орбитами четвертой зоны, [2] то, естественно, объяснить наблюдаемое явление в специфических для МП терминах.

Пренебрегая временем нахождения электрона на малых орбитах третьей зоны, их можно рассматривать как эффективные центры МП, на которых происходит квантовое рассеяние электронов, находящихся в основном на больших орбитах четвертой зоны. Вследствие интерференции квазиклассических волн, отраженных от "истинных" центров МП малой орбиты (см. рис. 3) эффективная вероятность МП $w_{\phi} \propto \cos^2 \phi$, характеризующая рассеяние на малых орбитах, осциллирует по квазиклассической фазе $\phi_0 = cS(p_z, \epsilon_F) / e\hbar H$ с периодом 2π (p_z — проекция импульса на направление \hat{H} , ϵ_F — энергия Ферми). Эти осцилляции, перераспределяя электронную плотность на всей МП-конфигурации (системе больших орбит, связанных эффективными центрами МП) приводят к периодичности матричных элементов физических величин по ϕ_0 . Все известные ранее МП-осцилляции кинетических коэффициентов обусловлены периодической зависимостью от ϕ_0 матричных элементов гамильтониана взаимодействия электронов с внешним полем \mathcal{K}_{ext} [3 — 6].

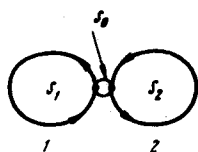


Рис. 3. Модель МП-конфигурации: 1, 2 — большие орбиты, S_1, S_2 — площади больших орбит, S_0 — площадь малой орбиты, \bullet — "истинные" центры МП с вероятностью МП w

2. В нашем случае продольного звука $\mathcal{K}_{ext} = \lambda_{zz} u_{zz}$ и $\theta \ll 1$ реализуется принципиально иной осцилляционный механизм. Дело в том, что при $\theta \ll 1$, когда большие (и малые) орбиты МП-конфигурации почти одинаковы, перераспределение электронов по большим орбитам с точностью до величин пропорциональных $\theta \ll 1$, $\theta_q = q\hat{H} \ll 1$ не изменяет ответственный за поглощение матричный элемент оператора $\lambda_{zz} u_{zz}$. Он приближенно совпадает с соответствующим классическим средним по большой орбите (ниже Λ_0).

На первый взгляд, в описанных условиях вообще не должны существовать гигантские МП-осцилляции поглощения звука. Сделанный вывод не учитывает, однако, специфичных для МП интерференционных эффектов, приводящих к существенной перестройке структуры частот пространственного резонанса $\omega_n^*(p_z) = q_z v_n(p_z)$ ($v_n(p_z) \equiv \partial E_n / \partial p_z$ — средняя скорость в стационарном состоянии электронного магнитопробойного спектра ("МП-спектра") с энергией $E_n(p_z)$, n — номер МП-терма).

Природа этой перестройки становится понятной уже из рассмотрения МП-конфигурации рис. 3. Состояния МП-спектра характеризуются в данном случае двумя квантовыми амплитудами вероятности нахождения электрона на больших орбитах (C_1 и C_2). Скорость $v_n(p_z)$ выражается через них следующим образом:

$$v_n(p_z) = \bar{v}_{кл}(p_z) + \Delta v_{KB}; \quad \Delta v_{KB} = (|C_1|^2 - |C_2|^2) (\bar{v}_1 - \bar{v}_2) / 2, \quad (1)$$

где $\bar{v}_{1,2}$ — классические средние скорости электрона на орбитах 1, 2; $|\bar{v}_1 - \bar{v}_2| \sim \theta v_0$ (v_0 — характерная фермиевская скорость); $\bar{v}_{кл}(p_z) = (\bar{v}_1 + \bar{v}_2) / 2 \approx \bar{v}_{1,2}(p_z, \theta = 0)$. Так как электрон испытывает многократное когерентное рассеяние на эффективном центре МП, то разность

$|C_1|^2 - |C_2|^2$ зависит не только от ϕ_0 , но и от разности $\Delta\phi$ квазиклассических фаз $\phi_{1,2} = cS_{1,2}(p_z, \theta) / e\hbar H$, соответствующих разным путям классического движения электрона (по орбитам 1 и 2) — прямым аналогам интерферирующих световых лучей в оптике. Можно показать, что

$$|C_1|^2 - |C_2|^2 = -2\sqrt{1-w} \sin \frac{\phi_0}{2} \sin \frac{\Delta\phi}{2} \left[4(1-w) \sin^2 \frac{\phi_0}{2} \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2} + w^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $w = w(H)$ — "истинная" вероятность МП, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \sim \theta p_z / \kappa p_0$; ($p_z = 0$ — точка экстремальности $S_{1,2}(p_z, \theta = 0)$); $\kappa = e\hbar H / c p_0$ — параметр квазиклассичности ($\kappa \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$) (p_0 — характерный фермиевский импульс).

Зависимость малой добавки $\Delta v_{\text{КВ}}$ (см. (1)) от фазы $\Delta\phi$, принимающей большие значения уже при малых углах θ и малых p_z/p_0 , делает принципиально необходимым учет ее при вычислении бесстолкновительного поглощения звуковой энергии \dot{E} . В этом и состоит суть рассматриваемого нами нового осцилляционного эффекта. Действительно, согласно общей формуле для \dot{E} имеем:

$$\begin{aligned} \dot{E} \sim |\Lambda_0|^2 \sum_n \int dp_z \frac{df_0(E_n(p_z))}{dE} \delta(w_n^*(p_z) - \omega) \sim \\ \sim 1/q_z \sum_{p_{\text{рез}}} df_0(E_n(p_z)) / dE \left| \frac{\partial(\bar{u}_{\text{кл}}(p_z) + \Delta v_{\text{КВ}})}{\partial p_z} \right|^{-1}, \quad (3) \end{aligned}$$

где f_0 — функция Ферми, а суммирование происходит по всем резонансным значениям, удовлетворяющим условию $v_n(p_z) = s$ (s — скорость звука) и согласно (1) локализованным в области $|p_z| \sim \theta p_0$ (при $p_z = 0$ классические средние $v_{1,2}(p_z = 0, \theta = 0) = 0$). Как видно из (1) — (3) в резонансной области

$\left| \frac{\partial \Delta v_{\text{КВ}}}{\partial p_z} \right| \sim \theta^2 / \kappa \left| \frac{\partial v_{\text{кл}}}{\partial p_z} \right|$ и, следовательно, вклад

малой квантовой добавки $\Delta v_{\text{КВ}}$ в \dot{E} сравнивается с классическим уже при $\theta^2 \sim \kappa$ ($\theta \sim 1^\circ$). Так как $\Delta v_{\text{КВ}}$ периодична по ϕ_0 , а число точек резонанса в (3) $N_{\text{рез}} \sim \theta^2 / \kappa$, то в области углов $\theta^2 \sim \kappa$ ($N_{\text{рез}} \sim 1$) должны возникать "гигантские" осцилляции \dot{E} с относительной амплитудой ~ 1 и периодом Δ_0 ($1/H$) (см. выше). В пределе $\theta^2 \gg \kappa$ ($N_{\text{рез}} \gg 1$) добавка $\Delta v_{\text{КВ}}$ быстро осциллирует по p_z и, как показывает анализ, осцилляционный вклад всех $p_{\text{рез}}$ в (3) с большой точностью погашают друг друга, т. е. с ростом θ осцилляции затухают. Гигантские осцилляции \dot{E} , разумеется (см. (1)), отсутствуют и при $\theta \rightarrow 0$. Квантово-интерференционную природу их подчеркивает также то обстоятельство, что они пропадают (см. (2)) в квазиклассическом пределе $w \rightarrow 0, w \rightarrow 1$.

Все сказанное обобщается для МП-конфигурации, рассматриваемого типа с произвольным числом (N) одинаковых больших орбит (при $\theta = 0$). Оказывается, что в пределе $\theta^2 \gg \kappa$ амплитуда осцилляций уменьшается как $(\kappa/\theta)(N - 1/2)$. В применении к МП-конфигурации оло-

ва это означает, что гигантские осцилляции существуют только в узкой области углов θ (ср. с рис. 2).

Следует подчеркнуть, что малоугловое рассеяние на протяженных дефектах (типа дислокаций) может разрушить когерентную интерференцию квазиклассических электронных волн на больших орбитах (см. выше), вызывая своеобразную стохастизацию МП-динамики электрона [3]. В этом случае рассмотренный осцилляционный эффект отсутствует.

Таким образом, его наблюдение является надежным индикатором когерентного МП. Осцилляции $\Gamma(H)$ имеют и другие особенности, обусловленные когерентным МП. Среди них — наличие узла на зависимости $\Gamma(H)$ (рис. 1), положение которого зависит от θ и H . Подробный анализ всей ситуации будет проведен в отдельном сообщении.

Авторы благодарны И.М.Лифшицу, Б.Г.Лазареву, Н.Е.Алексеевскому, Н.В.Заварицкому, В.Д.Филю за обсуждение полученных результатов.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 июня 1979 г.

Литература

- [1] В.Л.Гуревич, В.Г. Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 40, 786, 1961.
- [2] J.E.Craven, R.W.Stark. Phys. Rev., 168, 849, 1968.
- [3] А.А.Слущкин. ЖЭТФ, 58, 1098, 1970.
- [4] А.А.Слущкин, С.А.Соколов. Письма в ЖЭТФ, 14, 60, 1971.
- [5] P.W.Murray, R.C.Young. Phys. Lett., 37A, 217, 1971.
- [6] N.E.Alekseevskii, A.A.Slutskin, V.S.Egorov. J. Low. Temp. Phys., 5, 377, 1971.