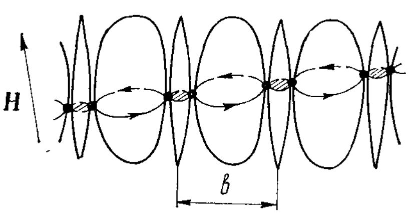
УДК 539.292

Л. Ю. ГОРЕЛИК, А. А. СЛУЦКИН, А. Я. ШАРШАНОВ

# ОРИЕНТАЦИОННЫЕ АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА МЕТАЛЛАМИ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ

Рассмотрены осцилляции поглощения продольного звука металлами в условиях стохастического магнитного пробоя (МП). Исследован типичный случай, когда магнитное поле **H** образует малый угол $\theta$ с плоскостью, перпендикулярной одному из векторов обратной кристаллической решетки **b**, а МП-конфигурации представляют собой слабо апериодические цепочки электронных орбит, связанных малыми орбитами — своеобразными квантовыми затворами, характеризующимися $2\pi$ — периодичной зависимостью эффективной вероятности МП ($w$) от квазиклассической фазы $\varphi = cS/eH\hbar$ ($S$ — площадь малой орбиты). Показано, что МП-осцилляции поглощения звука при $\theta \gtrsim \sqrt{\varkappa} \sim 1°$ ($\varkappa = e\hbar H/cb^2$— параметр квазиклассичности) весьма чувствительны к структуре неоднородного распределения фаз $\varphi$ по МП-конфигурации. Амплитуда МП-осцилляций в указанной области углов мала за исключением малой окрестности избранных значений $\theta = \theta_k \equiv (4\pi\varkappa k/S^{\parallel})^{1/2}$ ($k = 1,2, \ldots$; $S^{\parallel} = |\partial^2 S/\partial p_z^2|$), в которой она сравнима с плавной частью поглощения.

Хорошо известно, что в условиях магнитного пробоя (МП) малые электронные орбиты, связанные с большими орбитами других энергетических зон двумя центрами МП, играют роль своеобразных квантовых затворов — эффективных центров МП, обладающих свойством селективной прозрачности. А именно: эффективная вероятность прохождения электрона через квантовый затвор $w = w_0^2|1 - (1 - w_0)\exp\{i\varphi\}|^{-2}$, $2\pi$-периодичная по фазе $\varphi(p_z) \equiv cS(p_z, \varepsilon_F)/eH\hbar$ ($S$ — площадь малой орбиты, $\varepsilon_F$ — энергия Ферми, $w_0$ — вероятность МП, остальные обозначения общеприняты), обращается в единицу при $\varphi = 2\pi m$, $m$ — целое. Эта $2\pi$-периодичность $w$ приводит к специфическим МП-осцилляциям (по обратному магнитному полю) различных кинетических коэффициентов [1]. Здесь мы покажем, что селективная прозрачность малых орбит приводит к новому эффекту — аномальной чувствительности МП-осцилляций бесстолкновительного поглощения звука относительно ориентации магнитного поля.




Речь будет идти о типичном для эксперимента случае слабо апериодической МП-конфигурации (система МП-связанных электронных орбит), возникающей при отклонении магнитного поля **H** на малый угол $\theta$ от плоскости, перпендикулярной одному из векторов обратной решетки **b**. (Далее для определенности рассматривается МП-конфигурация, показанная на рисунке). Специфика изучаемой нами ситуации состоит в том, что уже при весьма малых углах $\theta \gtrsim (\varkappa)^{1/2} \sim 10^{-2}$ ($\varkappa \equiv e\hbar H/cb^2$ — параметр квазиклассичности) фазы $\varphi$ квантовых затворов МП-конфигурации, а вместе с ними эффективные вероятности МП, существенно зависят от номера элементарной ячейки $n$:

$$\varphi_n = \varphi(p_z + n\theta b) \approx \varphi(0) + \frac{\theta^2 S''}{2\varkappa}\left(n + \frac{p_z}{\theta b}\right)^2, \quad \varphi(0) = \frac{cS(0)}{eH\hbar} \qquad (1)$$

($S'' \equiv \partial^2 S(p_z)/\partial p_z^2|_{p_z=0}$, $p_z = 0$ — точка экстремума $S(p_z, \varepsilon_F)$; $\theta b/2 < p_z \leqslant \theta b/2$). При этом осцилляторные вклады малых орбит МП-конфигурации, вообще говоря, взаимно погашаются, и амплитуда МП-осцилляций кинетических коэффициентов (в частности, коэффициента поглощения звука Г) заметно уменьшается. Картина, однако, резко изменяется при значениях углов

$$\theta = \theta_k \equiv \left(\frac{4\pi e H\hbar}{c\,|S''|\,b^2}k\right)^{1/2}, \quad k = 1,\ 2,\ 3, \ldots \tag{2}$$

Как понятно из (1), в этом случае существуют избранные аномально узкие слои МП-конфигураций с $p_z \approx p_{rk} \equiv \theta b r/2k$ ($r$ — целое, $|r| \leqslant |k|$), на которых все $\varphi_n$ приближенно совпадают по модулю $2\pi$, и, следовательно, селективно прозрачными (при $\varphi(0) = \varphi_{m,r,k} \equiv 2\pi m - \pi r^2/2k$) оказываются сразу все малые орбиты. Эта «интегральная» селективная прозрачность и обусловливает рассматриваемый нами ориентационный эффект — возникновение резких всплесков амплитуды МП-осцилляций Г в малой окрестности углов $\theta_k$.

Указанные угловые аномалии наиболее ярко проявляются в ситуации так называемого стохастического МП (СМП) [1], которая и будет рассматриваться в дальнейшем. Ниже предполагается, что наряду с обычным условием бесстолкновительного поглощения звука $\mathbf{q}l \gg 1$ ($\mathbf{q}$ — волновой вектор звука, $l$ — характерная длина свободного пробега электрона) выполнены неравенства

$$N \approx \Delta p/\theta b \gg 1, \quad r_H \Delta p/b \ll q^{-1}. \tag{3}$$

Здесь $N$ — число орбит МП-конфигурации, $r_H \equiv cb/eH$ — характерный ларморовский радиус; $\Delta p$ — ширина слоя открытых периодических МП-конфигураций при $\theta = 0$ (во всех известных МП-металлах $\Delta p \leqslant 10^{-1}$ B). Второе неравенство означает, что характерное смещение электрона вдоль $\mathbf{H}$ за время его движения по элементарной ячейке $\mathbf{p}$-пространства ($T_H$) много меньше длины волны звука.

Согласно [1], СМП характеризуется системой неравенств $\nu_{\text{му}} T_H \gg 1 \gg \gamma \gg \nu T_H$, здесь $\gamma = \nu_{\text{му}} T_{\text{м}}$, $T_{\text{м}}$ — период обращения по малой орбите, $\nu_{\text{му}}$ и $\nu$ — частоты малоуглового (на дислокациях, фононах) и электрон-примесного рассеяния соответственно. Приведенные соотношения означают (см. [1]), что электрон совершает броуновское движение по МП-конфигурации, случайно перескакивая между большими орбитами с вероятностями $w_n \equiv w(\varphi_n + i\gamma)$. При этом характерное время эффективного взаимодействия электрона со звуковой волной $\tau_q$ определяется коэффициентом МП-диффузии $D_{\text{МП}} = 1/\beta T_H$, где $\beta = \beta(p_z/\theta b,\ n) \equiv (1 - w_n)/w_n$. Рассматриваемый нами эффект максимален, если все электроны данной МП-конфигурации вносят одинаковый вклад в поглощение звука. Для этого необходимо, чтобы время $\tau_q$ было много больше характерного времени диффузионного перемещения электрона через всю МП-конфигурацию $\tau_N = N^2 \langle D_{\text{МП}} \rangle^{-1}$, где $\langle \cdots \rangle$ означает усреднение по МП-конфигурации с данным $p_z$. В пределе $\tau_q \gg \tau_N$ смещение электрона вдоль $\mathbf{H}$ происходит диффузионно с коэффициентом диффузии $D_z \sim (\delta Z)^2/\tau_N$, где $\delta Z = v_0 \tau_N$ — шаг диффузии, а $v_0 = (r_H/T_H)\Delta p/b$ — характерная продольная скорость электрона на МП-конфигурации. Таким образом, эффективное взаимодействие частицы с волной, которому соответствует диффузионное смещение $\sim q^{-1}$, происходит за времена

$$\tau_q \sim 1/q^2 D_z \sim \tau_N/(q\delta Z)^2 \sim T_H/\langle \beta(p_z/\theta b) \rangle (q\Delta_z)^2, \tag{4}$$

где $\Delta_z = r_H (\Delta p/b)^2/\theta$ — характерное продольное смещение электрона при его классическом движении по МП-конфигурации в пределе $w_0 = 1$. Как видно из (4) и выражения для $D_{\text{МП}}$, неравенство $\tau_q \gg \tau_N$ в типичном случае $(1 - w_0)\,w_0 \sim 1$ эквивалентно условию

$$\eta \equiv (q r_H/\theta^2)(\Delta p/b)^3 \ll 1, \tag{5}$$

реализующемуся (при $q r_H \sim 1$) в области углов $\theta \sim 1°$. Поскольку каждый электрон данной МП-конфигурации вносит вклад в коэффициент поглощения Г, пропорциональный $\tau_q$, для Г (с учетом (4)) получается оценка

$\Gamma \sim \Gamma_0/\eta \gg \Gamma_0$, где $\Gamma_0$ — коэффициент бесстолкновительного поглощения звука при $H = 0$. Приведенная оценка находится в соответствии с точным выражением для $\Gamma$, полученным нами на основе общей теории СМП [1]:

$$\Gamma = \frac{\Gamma(\theta = 0)}{a\eta} \int\limits_{-1/2}^{1/2} dz \left\langle \beta(z, n) \left(1 - \frac{4n^2}{N^2}\right)^2 \right\rangle^{-1}. \qquad (6)$$

Здесь $\Gamma(\theta = 0)$ — коэффициент поглощения звука при $\theta = 0$; $a \equiv (\pi/64)\, \partial^2 S_Б/\partial p_z^2|_{p_z=0}$; $S_Б(p_z, \varepsilon_F)$ — площадь большой орбиты*. Если угол $\theta$ не слишком близок к избранным значениям $\theta_k$ (см. (2)), то величина $\beta(z, n)$, фигурирующая в (6), быстро и хаотически осциллирует по $n$, что позволяет произвести в (6) замену

$$\beta(z, n) \to (2\pi)^{-1} \int\limits_0^{2\pi} d\varphi\, [1 - w(\varphi)]/w(\varphi) = 2(1 - w_0)/w_0^2.$$

При этом поглощение $\Gamma$ оказывается пропорциональным $\theta^2$, а зависимость $\Gamma$ от фазы $\varphi(0) = cS(0)/eH\hbar$ отсутствует:

$$\Gamma = \bar{\Gamma} \equiv \Gamma(\theta = 0) \left(\frac{16}{15} a\eta \frac{1 - w_0}{w_0^2}\right)^{-1}. \qquad (7)$$

При $\theta \to \theta_k$ и $\varphi(0) = \varphi_{m,r,k}$ в интеграле (6) возникают узкие интервалы значений $z \approx r/2k$ (см. выше), внутри которых $\beta(z, n)$ достигает своего минимального значения $2\gamma(1 - w_0)/w_0$ для всех $n$ МП-конфигураций. В этом случае $\Gamma$ может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$\Gamma = \bar{\Gamma} + \sqrt{\frac{7}{2}}\, \bar{\Gamma} \frac{\theta_k/k}{\Delta p/b} \left\{ \gamma w_0 + \frac{1}{2} \left[ \varphi(0) - \varphi_{m,r,k} + \sqrt{\frac{3}{2}}\, \alpha \frac{\theta - \theta_k}{\theta_k} \right]^2 + \right.$$
$$\left. + \alpha \left[ \frac{\theta - \theta_k}{\theta_k} \right]^2 \right\}^{-1/2}, \qquad (8)$$

где константа $\alpha = (1/1176)(S''/\varkappa)^2 (\Delta p/b)^4 \sim 10^2$. Отсюда видно, что зависящая от $\varphi(0)$ добавка становится пренебрежимо малой в весьма узком интервале углов $|\theta - \theta_k| \gg \theta_k (\gamma w_0/\alpha)^{1/2} \sim 10^{-4}$. Согласно (8), характерная величина всплеска $\Gamma$ в максимуме $\sim \bar{\Gamma}/Nk\sqrt{\gamma w_0} \sim \bar{\Gamma}\, \theta_k/k\, (\Delta p/b) \sqrt{\gamma w_0}$, что в обычной экспериментальной ситуации составляет величину $\sim 10^{-1}\bar{\Gamma}$.

Таким образом, зависимость $\Gamma$ от $\theta^2$ представляет собой систему узких эквидистантно расположенных всплесков с периодом $\Delta\theta^2 = 4\pi\varkappa/|S''|$. По их величине можно относительно легко определить частоту малоуглового рассеяния $\nu_{му}$, а по периоду $\Delta\theta^2$ — параметр $S''$.

L. Yu. GORELIK, A. A. SLUTSKIN, and A. Ya. SHARSHANOV

## ORIENTATION ANOMALIES OF SOUND ABSORPTION BY METALS UNDER MAGNETIC BREAKDOWN

The oscillations of longitudinal sound absorption by metals under a stochactic magnetic breakdown (MB) are considered. A typical case is studied when magnetic field **H** forms a small angle $\theta$ with the plane perpendicular to one of the vectors of reciprocal rystal lattice **b** and the MB configuration represents weakly aperiodic electron orbits connected by small orbits (so-called quantum gates characterized by the $2\pi$-periodic dependence of effective probability of MB ($w$) on a quasi-classical phase $\varphi = cS/eH\hbar$ ($S$ — being the small orbit area)). For $\theta \gtrsim \sqrt{\varkappa} \sim 1°$ ($\varkappa \equiv e\hbar H/cb^2$ being the quasi-classicity parameter) the MB-oscillations of sound absorption are very sensitive to the structure of inhomogeneous distribution of $\varphi$-phases over the MB configuration. In the above region of angles the amplitude of MB oscillations is low except for a small neighbourhood

* Формула приведена для обычно реализующегося симметричного случая, когда $p_z = 0$ является экстремальной точкой $S(p_z)$ и $S_Б(p_z)$; кроме того, для простоты считаем, что **q** параллелен **H**.

of selected values of $\theta = \theta_k \equiv \sqrt{4\pi\varkappa k/S''}$ ($k = 1, 2, \ldots$; $S'' = |\partial^2 S/\partial p_z^2|$ where it is comparable with a smooth absorption part.

LIST OF SYMBOLS. $w_0$, magnetic breakdown probability; $w$, effective magnetic breakdown probability; $\varkappa$, semiclassical parameter; **H**, magnetic field; $\varepsilon_F$, Fermi energy; $r_H$, $T_H$, Larmor radius, period, respectively; **b**, reciprocal lattice vector; $l$, scattering length of electron in metal; **q**, sound wave vector; $\Gamma$, damping decrement.

1. *Kaganov M. I.*, *Slutskin A A.* Coherent magnetic breakdown // Phys. Repts.— 1983.— 98, N 2.— P. 189—242.

Физико-технический ин-т
низких температур АН УССР,
г. Харьков

Получено 30.06.86

УДК 539.2

**В. А. МЕЛИК-ШАХНАЗАРОВ, И. И. МИРЗОЕВА, И. А. НАСКИДАШВИЛИ**

# ОРИЕНТАЦИОННОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ СМЕШАННЫХ ГАНТЕЛЕЙ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ Al—Zn

Экспериментально показано, что диполь-дипольное упругое взаимодействие смешанных гантелей в твердом растворе Al—Zn приводит к фазовому превращению при $T_c \approx 2{,}2$ К в состояние с ориентационным упорядочением.

Поглощение и дисперсия скорости низкочастотного ($\sim 1$ кГц) звука в сплаве Al — $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ ат.% Zn, содержащем в твердом растворе смешанные гантели ($c_0 \approx 10^{-5}$), измерялись в [1]. Было установлено, что при $T < 10{,}5$ К переориентация оси гантели между шестью равновесными направлениями вдоль осей $\langle 100 \rangle$ происходит путем подбарьерного туннелирования, температурная зависимость скорости релаксации описывается законом $\tau^{-1} \sim T^{-9}$[2, 3]. В [1] были обнаружены также нарушение при $T \leqslant 8$ К степенной зависимости $\tau^{-1}(T)$ и при $T \approx 2{,}2$ К — излом на кривой модуля упругости (см. рис. 9 в [1]), который, как известно (см., например, [4]), определяет температуру фазового перехода.

В связи с этим проанализируем низкотемпературную часть кривой $G(T)$ (см. рис. 3 в [1]). Известно, что упругая восприимчивость $\chi(\omega)$ вдали от $T_c$ отражает нескоррелированный отклик упругих диполей, т. е. локальное, ячеечное, время релаксации. При $T \to T_c$ корреляция диполей приводит к появлению критической релаксации Ландау—Халатникова $\tau^* = A/(T - T_c)$, а статический эффект описывается законом Кюри $\chi(0) = C/(T - T_c)$. Дисперсия модуля упругости в этом случае может быть записана следующим образом:

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{K}{T - T_c} \frac{1}{1 + (\omega\tau^*)^2}, \tag{1}$$

где $A$, $C$, $K$ — постоянные. В пределе больших значений $T—T$ выполняется неравенство $\omega\tau^* \ll 1$, и из (1) следует $\Delta G/G_0 \sim 1/(T - T_c)$

На рисунке (кривая *1*) представлена зависимость обратного дефекта модуля упругости $(\Delta G / G_0)^{-1}$ от температуры. Наблюдающаяся в таких координатах линейная зависимость свидетельствует о том, что при $T \leqslant 8$ К упругая восприимчивость действительно подчиняется закону Кюри. Экстраполяция полученной прямой к значению $(\Delta G/G_0)^{-1} = 0$ позволяет определить точку фазового перехода: как видно из рисунка, в данном случае $T_c \approx 2{,}2$ К. Это значение удовлетворительно совпадает с температурой аномалии на кривой модуля упругости (см. рис. 9 в [1]).

Поскольку при рассматриваемых температурах смешанные гантели представляют собой локализованные упругие диполи, способные, однако, переориентироваться между равновесными направлениями $\langle 100 \rangle$ [1], наиболее вероятным типом фазового превращения при $T_c \approx 2{,}2$ К является