

УДК 538.22

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

ТЕОРИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В УСЛОВИЯХ СТОХАСТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПРОБОЯ

В работе построена последовательная теория поглощения звука в условиях стохастического магнитного пробоя (СМП) и сильной пространственной дисперсии. Рассмотрение проведено в пределе длины волны звука, превышающей характерный ларморовский радиус. СМП поглощение звука исследовано для замкнутых электронных МП конфигураций, открытых периодических МП конфигураций и сильно вытянутых МП конфигураций, получающихся из открытых при отклонении магнитного поля \mathbf{H} на малый угол θ от некоторых избранных плоскостей. Показано, что в типичном случае узкого слоя МП конфигураций специфичные для СМП диссипативные процессы, не связанные с реальными механизмами электронной релаксации, могут (в условиях сильной пространственной дисперсии) нарушить бесстолкновительный характер поглощения звука. Это приводит, в частности, к нетривиальным аномально резким зависимостям поглощения звука от угла $\theta \ll 1$ и угла φ (при $\varphi \ll 1$), между \mathbf{H} и волновым вектором звука.

1. Вскоре после открытия магнитного пробоя (МП) Фаликовым и Зивертом [1] был предложен «стохастический» подход к описанию кинетики МП металлов. Основная гипотеза, лежащая в основе их подхода, состояла в том, что электрон в условиях МП можно рассматривать как классическую частицу, которая, пересекая области МП, с вероятностями ω и $1 - \omega$ (ω — вероятность МП) совершает случайные перескоки между классическими орбитами — в \mathbf{p} -пространстве. Иными словами, согласно теории Фаликова — Зиверта, получившей впоследствии название стохастического магнитного пробоя (СМП), электрон совершает по МП-конфигурации — системе классических электронных орбит $\epsilon_m(\mathbf{p}) = E_F$, $p_z = \text{const}$ ($\epsilon_m(\mathbf{p})$ — закон дисперсии электрона, E_F — его энергия Ферми, p_z — проекция импульса на направление магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H)$), связанных между собой центрами МП, — стохастическое (броуновское) движение, а любой кинетический коэффициент может быть представлен в виде суммы по случайным классическим путям. Наиболее интересным следствием СМП, рассматривающего МП как стохастизирующий фактор, является предсказание специфических нерезонансных диссипативных процессов, в которых диссипируемая энергия остается конечной даже при отсутствии каких-либо механизмов электронной релаксации. При этом роль электронной длины свободного пробега играет характерный ларморовский радиус r_H .

Несколько позднее СМП был обоснован в работе [2]. Было показано, что к СМП приводит наличие слабо неоднородных полей, разрушающих квантовые интерференционные МП процессы. При этом сами поля не входят явным образом в выражения для кинетических коэффициентов. В отсутствие же подобных «стохастизирующих» полей квантовые интерференционные процессы играют решающую роль в формировании МП-кинетики и реализуется так называемый когерентный магнитный пробой (КМП). Таким образом, при трактовке экспериментальных данных прежде всего возникает вопрос: какая именно ситуация (КМП или СМП) имеет место в данном эксперименте? В связи с этим представляет несомненный интерес исследование таких кинетических характеристик металла, в которых различие между КМП и СМП проявляется наиболее ярко. Можно ожидать, что разрушение квантовой МП интерференции малоугловым рассеянием будет особенно заметно сказываться на резонансных явлениях и, в частности, на поглощении звука в пределе сильной пространственной дисперсии $ql \gg 1$ (q — волновой вектор звука, l — длина свободного пробега электрона). Этот вопрос, однако, не был всесторонне изучен, так как до настоящего времени не существовало последо-

вагальной теории поглощения звука в условиях СМП. Цель нашей работы — восполнить указанный пробел.

2. Все рассмотрение будет проведено в пределе $qr_H \ll 1$ для общего случая развитого МП ($\omega(1-\omega) \sim 1$). Условие $qr_H \ll 1$, с одной стороны, отражает типичную экспериментальную ситуацию, с другой стороны, позволяет построить общую теорию, для которой несущественны геометрические детали МП конфигурации. При решении поставленной задачи следует отметить два качественно различных случая: а) замкнутые МП конфигурации, имеющие размеры порядка характерных фермиевских импульсов p_F ; б) периодические МП конфигурации и генетически связанные с ними сильно вытянутые замкнутые МП конфигурации, получающиеся из открытых отклонением магнитного поля \mathbf{H} на малый угол θ от плоскости, перпендикулярной к одному из векторов обратной решетки \mathbf{b} . В случае «а» характер поглощения звука качественно можно понять, основываясь на результатах работ [3,4]* (см. также [5]). Согласно [3], СМП приводит к своеобразной эргодичности неравновесного распределения электронов на МП конфигурации (размерами $\sim p_F$): в пределе $qr_H \ll 1$ (и $\omega(1-\omega) \sim 1$) оказывается, что электронная плотность равномерно распределена по всей МП конфигурации. При этом поглощение волны выглядит так, как будто электрон движется по единой «коллективной» орбите, составленной из всех классических участков МП конфигурации. Последнее означает, что основной вклад в коэффициент поглощения звука Γ дает малая окрестность резонансного значения $p_z = p_0$, определяемого условием

$$\sum_{\alpha=1}^N q d_{\alpha}(p_z) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = 1, 2, \dots$; N — индекс, нумерующий классические участки замкнутой МП конфигурации; $d_{\alpha}(p_z)$ — смещение электрона в \mathbf{r} -пространстве при прохождении им всего участка α . Ширина резонансной области определяется при этом не электрон-примесной частотой столкновений, а эффективным уширением резонанса $\gamma \sim (qr_H)^2$ ($\omega(1-\omega) \sim 1$), зависящим от набора величин $q d_{\alpha}$ и вероятности МП при $p_z = p_0$. Хотя СМП уширение γ , как правило, намного превышает обычное столкновительное уширение резонанса $\gamma_{ст} \sim r_H/l$, замена $\gamma_{ст}$ на γ для замкнутых МП конфигураций не изменяет бесстолкновительный характер поглощения (при достаточно малых значениях qr_H).

3. Случай «б» раньше не исследовался. Ниже мы покажем, что для достаточно малых углов θ структура коэффициента поглощения звука существенно усложняется. Это обусловлено своеобразным взаимодействием двух диссипативных механизмов. Один из них существует уже при $\theta = 0$ и имеет такую же природу, как и в случае замкнутых МП конфигураций. В основе другого механизма лежит МП диффузия электрона вдоль сильно вытянутой МП конфигурации. Мы покажем, что конкуренция этих механизмов проявляется прежде всего в необычной угловой зависимости величины Γ от θ .

Исследование ситуации «б» мы проведем с учетом того обстоятельства, что ширина слоя Δp открытых периодических МП конфигураций ($\theta = 0$) много меньше величины b . Далее исследуется типичный случай, когда число классических участков, пересекающих границы ячейки слева направо и справа налево, одинаково (см. пример на рис. 1).

При $\theta \ll 1$ все электроны из слоя открытых МП конфигураций (МП слоя) шириной Δp попадают в очень узкий (шириной $\theta b \ll \Delta p$) слой сильно

* В этих работах рассматривалось поглощение слабозатухающих электромагнитных волн с длиной волны, превышающей r_H . Физически очевидно, однако, что в бесстолкновительном пределе картина поглощения волны не зависит от характера ее взаимодействия с электронами.

вытянутых замкнутых МП конфигураций, проходящих через $N = \Delta p / \theta b \gg \gg 1$ элементарных ячеек обратной решетки. При этом классические участки ячейки с номером n в схеме приведенных зон приближенно совпадают с соответствующими участками сечения поверхности Ферми плоскостями $p \xi = p_\xi(n, p_z) = n \theta b + p_z + p_0$ (ξ — единичный вектор, лежащий в плоскости (\mathbf{H}, \mathbf{b}) ; $\xi \mathbf{b} = 0$; величина p_z изменяется только внутри узкого интервала $[-\theta b/2, \theta b/2]$; выбор константы p_0 здесь произволен). Следовательно, любая физическая величина на МП конфигурации может быть представлена в виде $A(n, p_z) \equiv a(p_\xi(n, p_z))$, где $a(p_\xi)$ — плавная функция, определенная в интервале $p_- \leq p_\xi \leq p_+$ (p_\pm — значения p_ξ , ограничивающие МП слой при $\theta = 0$, $p_+ - p_- = \Delta p$).

Согласно общему подходу, развитому в [2], СМП кинетика описывается неравновесной добавкой к электронной функции распределения $\psi_\alpha(\tau, n, p_z) = c_\alpha(\tau, n, p_z) \partial f_0 / \partial E$, где $f_0(E)$ — фермиевская функция распределения, индекс α нумерует участки классического движения внутри ячейки, переменная τ — время классического движения по участку, а величины $c_\alpha(\tau, n, p_z)$ удовлетворяют классическому кинетическому уравнению

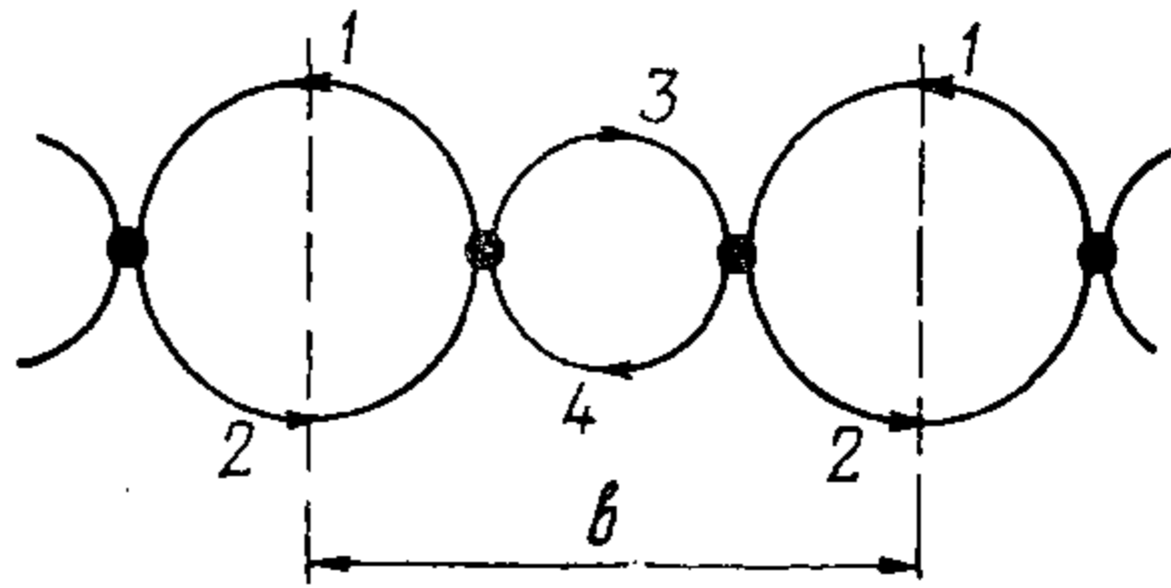


Рис. 1. Открытая МП конфигурация: 1, 2, 3, 4 — индексы классических участков; черные точки — центры МП.

$$\frac{\partial c_\alpha}{\partial \tau} + i q \mathbf{v}_\alpha(\tau, p_\xi(n)) c_\alpha + \nu c_\alpha = g_\alpha(\tau, p_\xi(n)), \quad (2)$$

дополненному «стохастическими» граничными условиями в узлах МП:

$$c_\alpha^-(n) = \sum_{\beta, m} \omega_{\alpha\beta}(n, m) c_\beta^+(n + m). \quad (3)$$

Здесь $g_\alpha = \Lambda_{ik}^\alpha \dot{u}_{ik}$; Λ_{ik}^α — тензор деформационного потенциала; u_{ik} — тензор деформации; $\mathbf{v}(\tau, p_\xi(n))$ — скорость электрона на соответствующем классическом участке; ν — электрон-примесная частота релаксации; $c_\alpha^- \equiv c_\alpha(0, n)$; $c_\alpha^+ \equiv c_\alpha(T_\alpha, n)$; $T_\alpha = T_\alpha(p_\xi(n))$ — время прохождения участка $\{\alpha, n\}$; $\omega_{\alpha\beta}(n, m)$ — вероятность перехода электрона (в результате МП рассеяния) с участка $\{\beta, n + m\}$ на участок $\{\alpha, n\}$; $\omega_{\alpha\beta}(n, m) \neq 0$ только при $m = 0, 1$; классификация участков производится таким образом, чтобы участок $\{\alpha, n\}$ начинался в ячейке с номером n ; зависимость от p_z здесь и далее для простоты записи мы не указываем.

Коэффициент поглощения звука с точностью до малых поправок $\sim \theta$ выражается через функцию распределения $c_\alpha(\tau, n)$ по формуле

$$\Gamma = \frac{eH}{(2\pi\hbar)^3 c l} \operatorname{Re} \left[\int_{-\theta b/2}^{\theta b/2} dp_z \sum_{\alpha, n} \int_0^{T_\alpha} g_\alpha^*(\tau, n) c_\alpha(\tau, n) d\tau \right], \quad (4)$$

где I — плотность потока энергии звуковой волны.

Перейдем теперь к вычислению величины Γ . Решая уравнение (2), имеем

$$c_\alpha(\tau, n) = \exp \left\{ -i \int_0^\tau (q \mathbf{v}_\alpha - i\nu) d\tau' \right\} c_\alpha^-(n) + \int_0^\tau g_\alpha(\tau') \exp \times \\ \times \left\{ -i \int_{\tau'}^\tau (q \mathbf{v}_\alpha - i\nu) d\tau'' \right\} d\tau'. \quad (5)$$

Из формул (3) — (5) следует, что величину Γ можно непосредственно выразить через граничные значения $c_\alpha^+(n)$. Подставляя (5) в (3) и используя

малость $q\tau_H$, получаем для $c_\alpha^+(n)$ (индекс «+» далее опускаем) уравнение вида

$$[\hat{I} + i\hat{\vartheta}(n) - \hat{\vartheta}^2/2] c(n) - \sum_m \hat{w}(n, m) c(n+m) = G(n), \quad (6)$$

где c и G — векторы с компонентами c_α и $G_\alpha(n) = \int_0^{\tau_\alpha} g_\alpha(\tau, n) d\tau$ соответ-

ственно; $\hat{w}(n, m)$ — матрица $w_{\alpha\beta}(n, m)$; $\hat{\vartheta}$ — диагональная матрица:

$$\vartheta_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \vartheta_\alpha(p_\xi(n)), \quad \vartheta_\alpha(p_\xi(n)) \equiv q d_\alpha(p_\xi) - i\nu T_\alpha. \quad (6a)$$

При малых углах отклонения θ элементы матриц ϑ_α и $w_{\alpha\beta}(n, m)$ медленно зависят от n . Естественно предположить, что искомые величины $c_\alpha(n)$ также обладают этим свойством, т. е. $c(n+m)$ в правой части уравнения (6) можно разложить в ряд по степеням m . После элементарных преобразований в пределе $\nu \rightarrow 0$ для $c(n)$ получается дифференциальное уравнение вида

$$[\hat{I} - \hat{W}] c(n) = \left[\hat{W}_1 \frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{2} \hat{W}_2 \frac{\partial^2}{\partial n^2} - i\hat{\vartheta}_0 - in\hat{\vartheta}_1 + \frac{1}{2} \hat{\vartheta}_0^2 \right] c(n) + G(n), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{W}(n) &\equiv \sum_m \hat{w}(n, m), \quad \hat{W}_1(n) \equiv \sum_m m \hat{w}(n, m), \quad \hat{W}_2(n) \equiv \sum_m m^2 \hat{w}(n, m); \\ \hat{\vartheta}_0 &\equiv \hat{\vartheta}(p_0), \quad \hat{\vartheta}_1 \equiv \theta b \hat{\vartheta}', \quad \vartheta'_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \vartheta'_\alpha, \quad \vartheta'_\alpha = \partial \vartheta_\alpha / \partial p_\xi |_{p_\xi=p_0} \end{aligned} \quad (7a)$$

Уравнение (7) записано для типичного случая, когда внутри интервала $[p_-, p_+]$ (см. выше) существует точка p_0 , в которой выполнено условие*

$$\text{Sp } \hat{\vartheta}(p_0) = 0, \quad (8)$$

представляющее собой аналог условия резонанса для замкнутых МП конфигураций. Геометрически условие (8) означает, что суммарное смещение электрона вдоль q при прохождении им всех участков соответствующей ячейки МП конфигурации равно нулю. Номер элементарной ячейки здесь и далее отсчитывается таким образом, чтобы $p_\xi = p_0$ соответствовала ячейка с $n = 0$. Кроме того, при записи уравнения (7) мы учли малость отношения $\Delta p/b$. Это позволяет в разложении $\hat{\vartheta}$ по степеням n ограничиться линейным слагаемым. Матричные элементы \hat{W} представляют собой вероятности перехода между классическими участками

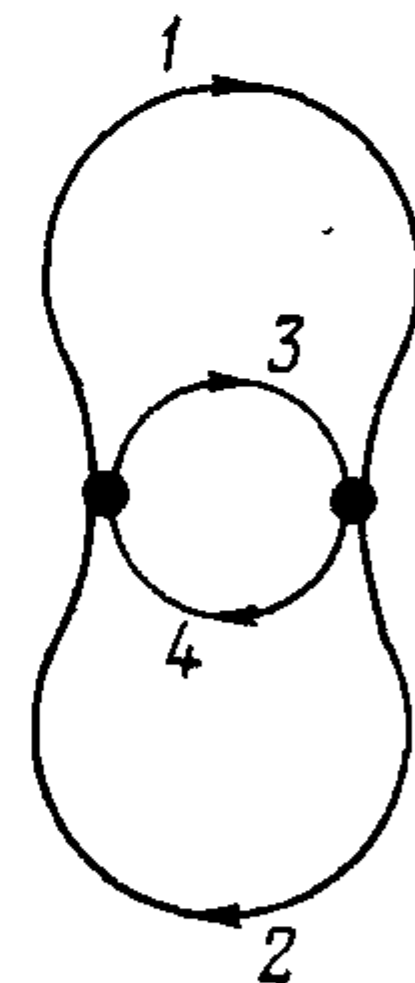


Рис. 2. Эффективная замкнутая МП конфигурация, соответствующая открытой МП конфигурации на рис. 1.

эффективной замкнутой МП конфигурации, получающейся из открытой периодической отождествлением геометрически эквивалентных граничных участков (например, МП конфигурации на рис. 1 соответствует замкнутая МП конфигурация на рис. 2). Матрица \hat{W} обладает следующими важными для дальнейшего свойствами:

$$\sum_\alpha W_{\alpha\beta} = \sum_\beta W_{\alpha\beta} = 1. \quad (9)$$

Матрицы \hat{W}_1 и \hat{W}_2 выражаются через \hat{W} согласно формулам

$$W_{1\alpha\beta} = W_{\alpha\beta} \eta_\beta, \quad W_{2\alpha\beta} = W_{\alpha\beta} \eta_\beta^2, \quad (10)$$

* Если $\text{Sp } \hat{\vartheta}(p_\xi)$ не обращалось в нуль ни в одной точке интервала $[p_-, p_+]$, то МП слой вносит малый вклад в поглощение звука. Эта ситуация для нас не интересна.

где η — «топологический» вектор, определенный следующим образом:

$$\eta_\alpha = \begin{cases} 0, & \alpha \text{ — внутренний участок,} \\ \pm 1, & \alpha \text{ — участок, пересекающий границы ячейки} \end{cases} \quad (11)$$

(компонента η_α равна $+1$ (-1), если при движении по граничному участку α электрон переходит из ячейки n в ячейку $n+1$ ($n-1$)). Для МП конфигураций рассматриваемого нами типа

$$\sum_{\alpha} \eta_{\alpha} = 1. \quad (12)$$

Это свойство вектора η играет важную роль в дальнейшем.

Медленность изменения функции $c_{\alpha}(n)$ означает, что $|c_{\alpha}| \gg |\partial c_{\alpha}/\partial n| \gg \gg |\partial^2 c_{\alpha}/\partial n^2|$. Принимая во внимание эти неравенства и соотношения $|n\vartheta_{1\alpha}| \ll \ll qr_H \Delta p/b \ll 1$, $|\vartheta_{0\alpha}| \ll qr_H \ll 1$, будем искать решение уравнения (7) в виде итерационного ряда $c = c_0 + c_1 + \dots$, где c_0, c_1, c_2, \dots удовлетворяют уравнениям

$$(\hat{I} - \hat{W})c_0 = 0, \quad (13)$$

$$(\hat{I} - \hat{W})c_1 = (\hat{W}_1 \frac{\partial}{\partial n} - i\hat{\vartheta}_0)c_0, \quad (14)$$

$$[\hat{I} - \hat{W}]c_2 = \left(\hat{W}_1 \frac{\partial}{\partial n} - i\hat{\vartheta}_0 \right) c_1 + \left(\frac{1}{2} \hat{W}_2 \frac{\partial^2}{\partial n^2} - in\hat{\vartheta}_1 + \frac{1}{2} \hat{\vartheta}_0^2 \right) c_0 + G. \quad (15)$$

Согласно (9), уравнение нулевого приближения (13) имеет нетривиальное решение e_0 ($e_{0\alpha} \equiv 1$). Это заставляет искать c_0 в виде $c_0 = A(n)e_0$. Такая структура вектора c_0 соответствует локальной (в пределах одной элементарной ячейки) эргодизации движения электронов. В силу соотношений (8)—(12) второе уравнение итерационной схемы (уравнение (14)) также оказывается разрешимым. Поэтому уравнение для эргодической функции распределения $A(n)$ получается* из требования разрешимости (15). Как показано в Приложении, оно имеет вид

$$-\frac{\partial}{\partial n} D(n) \frac{\partial}{\partial n} A + iR(n) \frac{\partial}{\partial n} A + [i\beta n + \gamma(n)] A = G_{\Sigma}. \quad (16)$$

Здесь

$$D = \sum^{\text{МП}} w(1-w)(f_{\alpha}^{\eta} - f_{\beta}^{\eta})^2 \quad (17)$$

— безразмерный коэффициент МП диффузии; символ $\sum^{\text{МП}}$ означает суммирование по всем МП узлам эффективной замкнутой МП конфигурации, введенной выше; w — вероятность МП данного МП узла; α, β — индексы классических участков, входящих в него; вектор $f^{\eta} = (\hat{I} - \hat{W})^{-1}\eta$. В условиях развитого МП ($w(1-w) \sim 1$) величина $D \sim 1$. Величина γ подобно D положительна и имеет аналогичную структуру:

$$\gamma = \sum^{\text{МП}} w(1-w)(f_{\alpha}^{\vartheta} - f_{\beta}^{\vartheta})^2, \quad f^{\vartheta} = (\hat{I} - \hat{W})^{-1}\vartheta_0, \quad (18)$$

где ϑ_0 — вектор с компонентами $\vartheta_{0\alpha}$. По порядку величины γ равняется $(qr_H)^2$ (при $w(1-w) \sim 1$). Коэффициент R определяется формулой

$$R = \langle f^{\eta} | \vartheta_0 \rangle + \langle f^{\vartheta} | \eta \rangle - \langle \eta | \vartheta_0 \rangle \quad (19)$$

и, как показано в Приложении, удовлетворяет неравенству

$$4D\gamma \gg R^2. \quad (20)$$

Величины

$$G_{\Sigma} = G_{\Sigma}(n) \equiv \sum G_{\alpha}(n), \quad \beta = \theta b \vartheta_{\Sigma}^1 \sim \theta qr_H, \quad \vartheta_{\Sigma}^1 \equiv \sum \vartheta_{\alpha}^1. \quad (21)$$

* Заметим, что развитая нами итерационная процедура напоминает вывод макроскопического уравнения переноса из кинетического уравнения. При этом член $(\hat{I} - \hat{W})c$ играет роль интеграла столкновений, а суммирование по α соответствует интегрированию по импульсам.

При записи уравнения (16) мы учли тот факт, что вероятности МП и выражающиеся через них величины D , R , γ имеют характерный масштаб изменения по переменной n порядка $N = \Delta p / \theta b$. В отличие от них, характерный масштаб изменения $G_\Sigma(n)$ порядка $\theta^{-1} \gg N$. Это позволяет в дальнейших расчетах пренебречь зависимостью G_Σ от n . Граничное условие к уравнению (16) есть просто требование равенства нулю производной $\partial A / \partial n$ в концевых участках МП конфигурации $n = N_\pm = (p_z - p_0) / \theta b$ (что соответствует обращению в нуль потока на границах конфигурации).

4. Переходя к исследованию уравнения (16), выясним прежде всего характерные пространственные масштабы задачи. Полагая $\theta = 0$, из уравнения (16) получаем

$$A(\theta = 0) \equiv A^{(0)}(p_\xi) = G_\Sigma / [i(p_\xi - p_0)\vartheta'_\Sigma + \gamma(p_\xi)]. \quad (22)$$

Выражение (22) представляет собой не что иное, как классическую функцию распределения электронов, которые двигаются по коллективной орбите, составленной из всех участков эффективной (см. выше) замкнутой МП конфигурации. При этом $\vartheta'_\Sigma(p_\xi - p_0)$ есть доплеровская частота (частота пространственного резонанса) для электронов, взаимодействующих со звуковой волной. Величина $\gamma(p_\xi)$ (см. (18)) определяет ширину резонансной области при $\theta = 0$. В n -пространстве ей соответствует масштаб $N_\gamma = \gamma_0 / \beta \sim qr_H / \theta$ (γ_0 — характерное значение $\gamma(n)$). Два других пространственных масштаба

$$N_D = \left(\frac{D_0}{\beta}\right)^{1/3} \sim \left(\frac{1}{\theta qr_H}\right)^{1/3}, \quad N_R = \left(\frac{|R_0|}{\beta}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{1}{\theta}\right)^{1/2} \quad (23)$$

(D_0 и R_0 — характерные значения $D(n)$ и $R(n)$ соответственно) получаются из (16), если положить $\gamma = 0$. Как следует из формул (18), (22) и определения параметра N_γ , он характеризует диссипативные процессы, возникающие вследствие случайных перескоков электрона между классическими участками одной элементарной ячейки. Параметр N_D определяет СМП диссипацию, обусловленную диффузионным перемещением электрона вдоль МП конфигурации. Значение N_R (как следует из соотношения (20)) всегда $\leq \max\{N_D, N_\gamma\}$. Таким образом, поведение коэффициента поглощения Γ определяется соотношением между тремя величинами N_γ , N_D и N .

Поскольку отношение $N_\gamma / N = qr_H b / \Delta p$ не зависит от угла θ , при исследовании угловой зависимости поглощения звука естественно выделить два предельных случая: $N_\gamma \ll N$ ($qr_H \ll \Delta p / b \ll 1$, широкий МП слой) и $N_\gamma \gg N$ ($\Delta p / b \ll qr_H \ll 1$, узкий МП слой). Рассмотрим сначала наиболее интересный случай $N_\gamma \ll N$. Согласно (23), при $\theta \rightarrow 0$ отношение N_D / N_γ стремится к нулю. Поэтому при достаточно малых θ параметр $N_D \ll N_\gamma$. В этом пределе можно пренебречь производными по n в уравнении (16), и, следовательно, функция распределения $A(n)$ получается из выражения (22) заменами $(p_\xi - p_0) \rightarrow n\theta b$, $\gamma(p_\xi) \rightarrow \gamma(n)$. Соответствующий ей коэффициент поглощения звука имеет вид

$$\Gamma = \Gamma_\Sigma \equiv \pi \frac{eH}{c(2\pi\hbar)^3 l} \frac{|G_\Sigma|^2}{|\vartheta'_\Sigma|}. \quad (24)$$

Это выражение, разумеется, совпадает со значением Γ при $\theta = 0$ и по порядку величины равно Γ_0 — коэффициенту бесстолкновительного поглощения звука в отсутствие магнитного поля.

С увеличением угла θ отношение N_D / N_γ растет, и при $\theta \sim \theta_1 = (qr_H)^2$ параметр N_D становится $\sim N_\gamma$. Это означает, что в области углов $\theta \geq \theta_1$ необходим учет диффузии электронов вдоль вытянутой МП конфигурации. Здесь следует выделить две различных физических ситуации: А) $N \gg N_D \gg N_\gamma$, Б) $N_D \gg N \gg N_\gamma$. В случае А) можно положить $N_\pm = \pm \infty$. При этом в области $|n| \gg N_D$, в которой можно пренебречь производными по n , функция распределения $A(n) = G_\Sigma / i\beta n$. Эта алгебраическая асимптотика становится неприменимой в области $n \sim N_D$, где функция $A(n)$ возрастает до значений $\sim G_\Sigma / i\beta N_D$. Явное выражение для $A(n)$, справедливое с точностью

до поправок $\sim N_D/N \ll 1$, $N_\gamma/N_D \ll 1$, получается, если в (16) коэффициент диффузии $D(n)$ заменить константой $D(0)$ и отбросить слагаемые, пропорциональные R и γ . При этом

$$A(n) = \frac{G_\Sigma}{2\pi} \int_0^\infty dk \exp\{-L_D^3 k^3 + ikn\}, \quad (25)$$

где $L_D = (D(0)/3\beta)^{1/3}$. Как показывает формула (25), распределение электронов в пределе $N \gg N_D \gg N_\gamma$ имеет существенно неклассический вид, определяясь функцией Эйри.

Полагая (с точностью до несущественных поправок) $c_\alpha(\tau, n) = A(n)$ и устремляя в (4) N к ∞ ($\theta \rightarrow 0$), после несложных вычислений получаем для Γ выражение, совпадающее с (24). Таким образом, в случае А) СПМ поглощение звука, несмотря на существенное изменение структуры функции $A(n)$ в резонансной области $n \sim N_D$, имеет (при не слишком малых значениях $\omega(1-\omega)$) бесстолкновительный характер и не зависит от вероятностей МП.

В области углов $\theta \sim \theta_2 = (qr_H)^{1/2} (\Delta\rho/b)^{3/2} \gg \theta_1$ параметр N_D возрастает до значений $\sim N$. При этом характерный размер резонансного «колокола» функции распределения $A(n)$ становится сравнимым с размером МП конфигурации. Последнее означает, что распределение МП электронов в пределе $N_D \gg N \gg N_\gamma$ (случай Б)) эргодично не только локально ($c(n) = A(n)e_0$), но и глобально, т. е. функция $A(n)$ в нулевом приближении по $N/N_D \ll 1$ есть просто константа A_0 . Значение A_0 существенно зависит от того, какова симметрия МП слоя.

Если в МП слое нет плоскости симметрии, то $N_+ \neq -N_-$ ($N_- \sim N_+ \sim N$) и A_0 определяется уже из условия разрешимости уравнения для первой неэргодической поправки $A_1(n)$, имеющего, как видно из (16), следующий вид:

$$-\frac{\partial}{\partial n} D(n) \frac{\partial}{\partial n} A_1 + i\beta n A_0 = G_\Sigma.$$

Из требования $\partial A_1/\partial n|_{n=N_\pm} = 0$ находим

$$A_0 = G_\Sigma N \left(i\beta \frac{N_+^2 - N_-^2}{2} \right)^{-1}. \quad (26)$$

Следовательно, в эргодическом приближении поглощение звука отсутствует. Физический смысл формулы (26) становится понятным, если заметить, что $\beta(N_+^2 - N_-^2)/2 = q_z d^{\text{tot}}$, где

$$d^{\text{tot}} = \sum_{\alpha, n} d_\alpha^2(n)$$

есть полное продольное смещение электрона на вытянутой МП конфигурации. Таким образом, СПМ диссипация в несимметричном случае приводит к поглощению звука только в первом порядке по параметрам $N/N_D \ll 1$, $N_\gamma/N \ll 1$.

Если же МП слой содержит плоскость симметрии, то $N_+ = -N_-$, и знаменатель в выражении (26) обращается в нуль. В этом случае уравнения для первой и второй неэргодических поправок к A_0 приобретают вид

$$\frac{\partial}{\partial n} D(n) \frac{\partial A_1}{\partial n} = i\beta n A_0, \quad \frac{\partial A_1}{\partial n} \Big|_{n=N_\pm} = 0; \quad (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} D(n) \frac{\partial A_2}{\partial n} = \left(iR(n) \frac{\partial}{\partial n} + i\beta n \right) A_1 + \nabla(n) A_0 - G_\Sigma, \quad \frac{\partial A_2}{\partial n} \Big|_{n=N_\pm} = 0. \quad (28)$$

Уравнение (27) в силу соотношения $N_+ = -N_-$ разрешимо, и, следовательно, A_0 находится из условия разрешимости уравнения для A_2 . Выполняя не-

сложные вычисления и заменяя интегрирование по n интегрированием по p_ξ , находим

$$A_0 = G_\Sigma / \gamma_{\text{eff}}, \quad (29)$$

где

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{\Delta p} \int_{p_-}^{p_+} \frac{dp_\xi}{4D(p_\xi)} \left\{ \left[\frac{\vartheta'_\Sigma}{\theta b} (p_\xi - p_-)(p_+ - p_\xi) + R(p_\xi) \right]^2 + 4D(p_\xi) \gamma(p_\xi) - R^2(p_\xi) \right\} \quad (30)$$

есть положительная (в силу неравенства (20)) величина, имеющая смысл эффективного уширения резонанса. Соответственно коэффициент СМП поглощения звука в симметричном случае определяется формулой

$$\Gamma = \frac{1}{\pi} \Gamma_\Sigma \frac{|\vartheta'_\Sigma| \Delta p}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad (31)$$

где Γ_Σ — коэффициент бесстолкновительного СМП поглощения звука (24). Как следует из формул (17)—(19) и (30), выражение (31) существенно зависит от вероятностей МП.

По порядку величины γ_{eff} , согласно (30), можно представить как сумму $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_1 + \gamma_2$. Одно из слагаемых $\gamma_1 \sim \gamma \sim (qr_H)^2$ определяется локальными (в пределах ячейки) флуктуациями скорости электрона. Происхождение другого слагаемого

$$\gamma_2 \sim \frac{1}{20} (qr_H/\theta)^2 (\Delta p/b)^4 \quad (32)$$

можно понять из следующих соображений. Диффузионно перемещаясь по МП конфигурации, электрон достигает ее границы за время $\sim \tau_N = T_H \times \times N^2/D$ (T_H — характерный ларморовский период). При этом он смещается относительно фронта волны на величину $\sim \delta Z = (r_H/T_H) (\Delta p/b) \tau_N \sim q^{-1} \times \times (N/N_D)^3 \ll q^{-1}$. Неравенство $\delta Z \ll q^{-1}$ означает, что электрон за характерное время глобальной эргодизации τ_N не успевает выйти из резонанса с волной. Стохастически блуждая по МП конфигурации, электрон диффузионно смещается поперек фронта волны с коэффициентом диффузии $D_z \sim \sim (\delta Z)^2/\tau_N$. Следовательно, он выходит из резонанса с волной за время

$$\tau_q \sim q^{-2}/D_z \sim \tau_N/(q\delta Z)^2 \sim T_H D/\beta^2 N^4. \quad (33)$$

Поскольку в рассматриваемом случае все электроны МП конфигурации поглощают одинаковым образом, вклад описанного «глобально-диффузионного» механизма в Γ пропорционален τ_q . Учитывая этот факт и отношения (33), мы снова приходим к оценке (32) (с точностью до численного множителя $\sim 10^{-1}$).

Слагаемое γ_2 доминирует над γ_1 в области углов θ , определяемой неравенством $\theta \ll \theta_3 = (\Delta p/b)^2 \gg \theta_2$. Согласно (30), в этой области

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_2(W) \equiv \frac{1}{4\Delta p} \left(\frac{\vartheta'_\Sigma}{\theta b} \right)^2 \int_{p_-}^{p_+} dp_\xi \frac{(p_\xi - p_-)^2 (p_\xi - p_+)^2}{D(p_\xi)}, \quad (34)$$

и, следовательно, (см. (31)) поглощение звука с ростом θ увеличивается $\sim \theta^2$. При $\theta \gg \theta_3$ «глобальная диффузия» становится несущественной, а эффективное уширение γ_{eff} определяется локальными диссипативными процессами:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_1(W) \equiv \frac{1}{\Delta p} \int_{p_-}^{p_+} dp_\xi \gamma(p_\xi). \quad (35)$$

В этой области углов коэффициент поглощения Γ достигает максимального значения

$$\Gamma_{\max} = \frac{\Gamma_{\Sigma} |\vartheta_{\Sigma}'| \Delta p}{\pi \gamma_1(W)} \sim \Gamma_0 \frac{\Delta p}{bqr_H} \gg \Gamma_0 \quad (36)$$

и не зависит от угла θ .

При дальнейшем увеличении угла θ становится существенной зависимость полного продольного смещения d^{tot} (см. выше) от p_z . (Напомним, что p_z изменяется в пределах интервала $[-\theta b/2, \theta b/2]$). Эта зависимость приводит к уменьшению Γ от Γ_{\max} до значений $\sim \Gamma_0$ при $\theta \geq \theta_{\Delta} = \Delta p/b \gg \theta_3$. Описанное поведение $\Gamma(\theta)$ относится к случаю, как правило, реализующемуся в эксперименте: $(\Delta p/b)^2 \ll qr_H$. В этом пределе переход от постоянной асимптотики $\Gamma = \Gamma_{\max}$ к значениям $\Gamma \sim \Gamma_0$ происходит в области $qr_H \lesssim \theta \lesssim \theta_{\Delta}$.

Резюмируя сказанное, приходим к выводу, что в симметричном случае зависимость Γ от θ существенно немонотонна (рис. 3). Структуру функции $\Gamma(\theta)$ схематически можно представить следующим образом:

$$\Gamma(\theta) = \begin{cases} \Gamma_{\Sigma} \sim \Gamma_0, & 0 \leq \theta \ll \theta_2, \\ \sim \Gamma_0 D \theta^2 / qr_H (\Delta p/b)^3 \gg \Gamma_0, & \theta_2 \ll \theta \ll \theta_3, \\ \Gamma_{\max} \sim \Gamma_0 \Delta p / bqr_H \gg \Gamma_0, & \theta_3 \ll \theta \ll \theta_4 = qr_H, \\ \sim \Gamma_0 \Delta p / \theta b \gg \Gamma_0, & \theta_4 \ll \theta \ll \theta_{\Delta}, \\ \sim \Gamma_0, & \theta_{\Delta} \lesssim \theta. \end{cases} \quad (37)$$

Отметим, что в наиболее часто встречающемся случае $\Delta p/b \lesssim 10^{-1}$ возрастание $\Gamma(\theta)$ от значения $\sim \Gamma_0$ до $\Gamma_{\max} \gg \Gamma_0$ происходит на весьма малом интервале углов $\lesssim 1^\circ$. Зависимость Γ от вероятностей МП существенна в областях углов, где Γ определяется формулой (29) ($\theta_2 \lesssim \theta \lesssim \theta_4$).

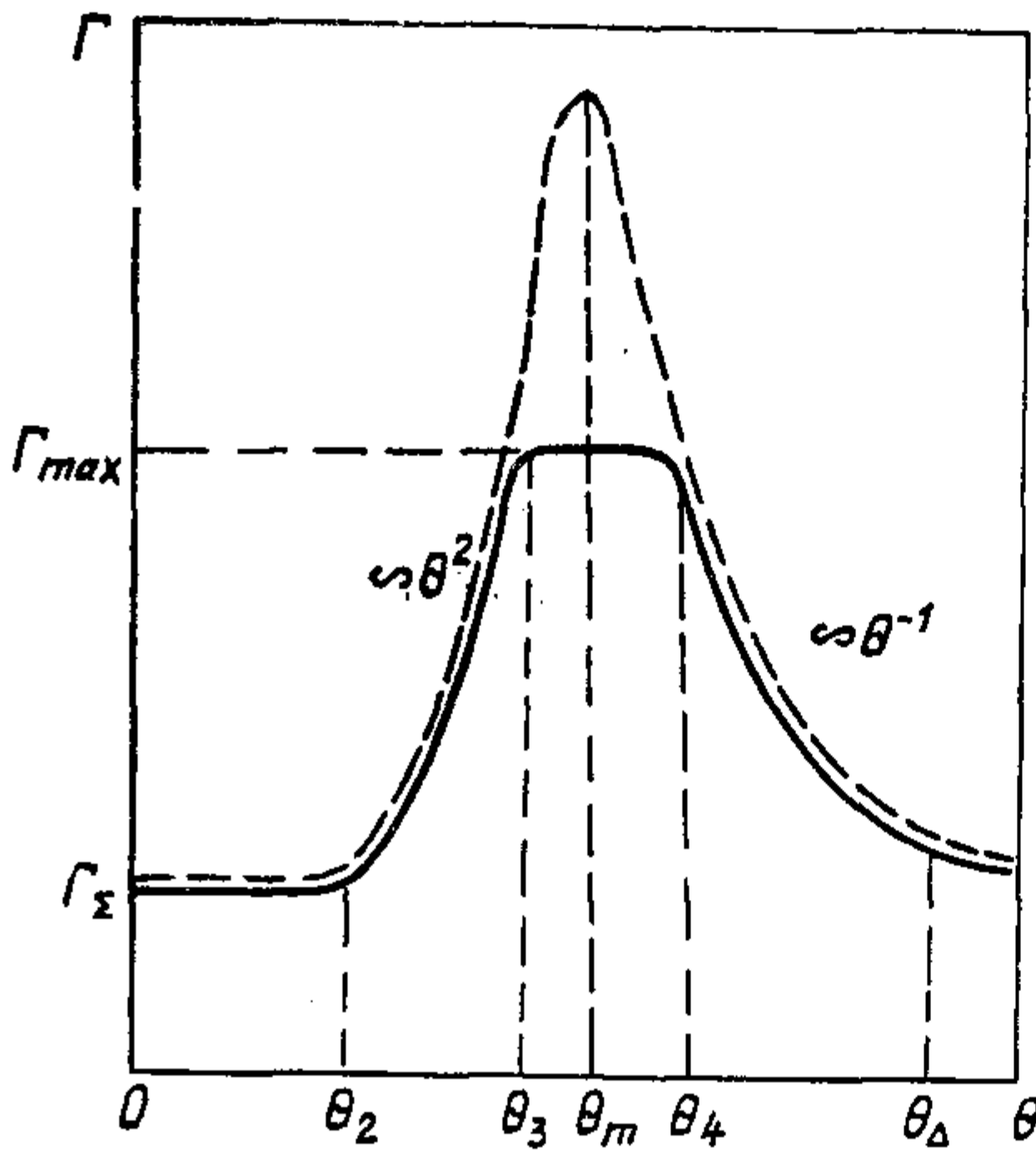


Рис. 3. Схема типичных зависимостей $\Gamma(\theta)$ при $qr_H \gg (\Delta p/b)^2$ (сплошная линия — произвольная ориентация \mathbf{q} , пунктирная линия — вектор $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$).

В симметричном случае все продольные смещения $d_{\alpha}^z(p_{\xi})$ в точке $p_{\xi} = p_0$ обращаются в нуль. Поэтому при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$ фигурирующий в γ (формула (18)) вектор ϑ_0 , а вместе с ним и сама величина γ обращаются в нуль. Это приводит (в области $\theta \geq \theta_2$) к нетривиальной зависимости коэффициента поглощения Γ от угла φ между векторами \mathbf{q} и \mathbf{H} . Если $\varphi = 0$, то локальные МП флуктуации d_{α} уже не вносят вклад в поглощение, и эффективное уширение резонанса γ_{eff} в выражении (29) тождественно совпадает с γ_2 в формуле (34). При этом зависимость Γ от угла θ приобретает следующий вид:

$$\Gamma(\theta) = \begin{cases} \Gamma_{\Sigma} \sim \Gamma_0, & 0 \leq \theta \ll \theta_2, \\ \sim \Gamma_0 D \theta^2 / qr_H (\Delta p/b)^3 \gg \Gamma_0, & \theta_2 \ll \theta \ll \theta_m, \\ \sim \Gamma_0 \Delta p / b \gg \Gamma_0, & \theta_m \ll \theta \ll \theta_{\Delta}, \\ \sim \Gamma_0, & \theta_{\Delta} \lesssim \theta. \end{cases} \quad (38)$$

Здесь угол $\theta_m = (qr_H)^{1/3} (\Delta p/b)^{4/3}$ представляет собой характерное значение θ , при котором ширина резонансной области $\delta p_z \sim \gamma_2 b / qr_H$ сравнима с шириной интервала интегрирования по p_z (равной θb). Максимальное значение Γ при $\varphi = 0$, достигаемое в области $\theta \sim \theta_m$, оказывается равным $\Gamma_0 / (q \times \times r_H \Delta p/b)^{1/3}$, что в $(qr_H)^{2/3} (\Delta p/b)^{-4/3} \gg 1$ раз превосходит значение Γ_{\max} , соответствующее $\varphi \sim 1$ (формула (36)).

При $\varphi \neq 0$ в γ_{eff} появляется вклад локально-диффузионного механизма. Поскольку для малых φ величина $\gamma_1 \sim \gamma \sim \varphi^2 (qr_H)^2$, зависимость γ_{eff} от угла φ становится существенной в области $\varphi \geq (qr_H)^{-1/3} (\Delta p/b)^{2/3} \ll 1$.

При этом зависимость Γ от θ определяется формулой (36), в которой надо положить $\theta_3 = \varphi^{-1}(\Delta p/b)^2$, $\theta_4 = \varphi^2 q r_H$. Отсюда видно, что малое изменение φ может резко изменить картину поглощения.

До сих пор мы рассматривали случай «полного» СМП, когда малоугловое рассеяние хаотизирует фазы волновой функции на всех участках МП конфигурации. Если же в p -пространстве существуют большие и малые орбиты, то возможна ситуация, когда когерентность разрушается только на больших орбитах [5]. В этом случае малые орбиты представляют собой эффективные центры МП рассеяния, связывающие между собой большие классические участки. Эффективная вероятность перехода между этими участками ω_{eff} теперь 2π -периодически зависит от квазиклассической фазы $cS_m/e\hbar H$, где $S_m = S_m(p_\pm)$ — площадь малой орбиты. Если угол θ достаточно мал, то развитая выше теория остается верной с точностью до очевидной замены $\omega \rightarrow \omega_{\text{eff}}(cS_m/e\hbar H)$. В этом случае поглощение звука осциллирует по обратному магнитному полю с периодом $\Delta(1/H) = 2\pi e\hbar/cS_m(p_0)$ во всей области углов θ , где $\Gamma(\theta)$ существенно зависит от вероятностей МП (т. е. при $\theta_2 \leq \theta \leq \theta_4$ (формула (36)) или $\theta_2 \leq \theta \leq \theta_m$ (формула (37)).

В несимметричном случае, согласно сказанному выше (формула (26) и далее), поведение Γ имеет обратный характер: при $\theta \geq \theta_2$ вклад СМП поглощения в Γ уменьшается $\sim \theta^{-2}$; при $\theta \geq \theta_3$ он выходит на постоянную асимптотику $\Gamma = \Gamma_{\text{min}} \sim \Gamma_0 z q r_H b / \Delta p \ll \Gamma_0$. Наконец, в области углов $\theta \sim \theta_\Delta$ коэффициент СМП поглощения снова возрастает до значений Γ_0 .

Весь проведенный выше анализ относится к случаю «широкого» МП слоя $N_\gamma \ll N$. В обратном предельном случае «узкого» МП слоя ($\Delta p/b \ll \ll q r_H$) вклад СМП поглощения в Γ по крайней мере в $q r_H b / \Delta p \gg 1$ раз меньше Γ_0 . По этой причине значение Γ определяется в основном электронами, не участвующими в МП, и описанные выше угловые аномалии отсутствуют.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Прежде всего заметим, что в силу соотношения (9) для разрешимости уравнения

$$(\hat{I} - \hat{W})y = x \quad (\text{П.1})$$

необходимо и достаточно выполнения условия ортогональности $\langle e_0 | x \rangle = 0$ (скалярное произведение вещественнозначных векторов a и b задается обычным соотношением $\langle a | b \rangle = \sum_\alpha a_\alpha b_\alpha$). Отсюда и из (8), (12) непосредственно следует разрешимость уравнения (14), решение которого имеет вид

$$c_1 = \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \left(\hat{W}_1 \frac{\partial}{\partial n} - i\hat{\vartheta}_0 \right) A e_0. \quad (\text{П.2})$$

Подставляя (П.2) в (15) и принимая во внимание сделанное выше замечание о свойствах уравнения (П.1), после простых вычислений, учитывающих тождества $(e_0 \hat{W}_1(n))_\alpha \equiv \eta_\alpha$, $(e_0 \hat{W}_2(n))_\alpha \equiv \eta_\alpha^2$, получаем коэффициенты уравнения (16) в виде

$$\begin{aligned} D &= \left\langle e_0 \left| \hat{W}_1 \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \hat{W}_1 + \frac{1}{2} \hat{W}_2 \right| e_0 \right\rangle, \\ \gamma &= \left\langle e_0 \left| \hat{\vartheta}_0 \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \hat{\vartheta}_0 - \frac{1}{2} \hat{\vartheta}_0^2 \right| e_0 \right\rangle, \\ R &= \left\langle e_0 \left| \hat{\vartheta}_0 \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \hat{W}_1 + \hat{W}_1 \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \hat{\vartheta}_0 \right| e_0 \right\rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Далее для упрощения выкладок удобно ввести оператор $\hat{\eta}$: $\eta_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \eta_\beta$. Для $\hat{\eta}$ имеют место соотношения $\eta = \hat{\eta} e_0$, $\hat{W}_1 = \hat{W} \hat{\eta}$, $\hat{W}_2 = \hat{W} \hat{\eta}^2$ (см. (10), (11)). Используя их и равенство $\hat{\vartheta}_0 = \hat{\vartheta} e_0$, из (П.3) находим

$$D = \left\langle \eta \left| \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} + \frac{1}{2} \right| \eta \right\rangle = \langle \eta | \hat{L} | \eta \rangle,$$

$$\gamma = \left\langle \vartheta_0 \left| \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} - \frac{1}{2} \right| \vartheta_0 \right\rangle = \langle \vartheta_0 | \hat{L} | \vartheta_0 \rangle, \quad (\text{П.4})$$

$$R = \left\langle \vartheta_0 \left| \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \right| \eta \right\rangle + \left\langle \eta \left| \frac{1}{\hat{I} - \hat{W}} \right| \vartheta_0 \right\rangle = \langle \vartheta_0 | \hat{L} | \eta \rangle + \langle \eta | \hat{L} | \vartheta_0 \rangle,$$

где

$$\hat{L} = \frac{1}{2} \frac{\hat{I} + \hat{W}}{\hat{I} - \hat{W}}.$$

Как видно из (П.4), величины D , γ и R выражаются через матричные элементы оператора \hat{L} между векторами η , ϑ_0 , ортогональными e_0 . Выразим теперь D , γ , R через решения уравнения (П.1) с $\mathbf{x} = \eta$, ϑ_0 . Из (П.1) следует, что $\langle y - x | y - x \rangle = \langle \hat{W}y | \hat{W}y \rangle$, и, следовательно,

$$\frac{1}{2} \left[\langle y | y \rangle - \langle \hat{W}y | \hat{W}y \rangle \right] = \langle \mathbf{x} | \mathbf{y} \rangle - \frac{1}{2} \langle \mathbf{x} | \mathbf{x} \rangle = \langle \mathbf{x} | \hat{L} | \mathbf{x} \rangle. \quad (\text{П.6})$$

Раскроем согласно правилам скалярного произведения левую часть формулы (П.6). Преобразуем сумму по участкам ($\sum_{\alpha} \dots$) в сумму по узлам МП ($\sum^{\text{МП}} \dots$). Тогда

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x} | \hat{L} | \mathbf{x} \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \left(|y_{\alpha}|^2 - \left| \sum_{\alpha} W_{\alpha\gamma} y_{\gamma} \right|^2 \right) = \\ &= \frac{1}{2} \sum^{\text{МП}} (|y_{\alpha}|^2 + |y_{\beta}|^2 - |w y_{\alpha} + (1-w) y_{\beta}|^2 - |1 - \\ &\quad - w) y_{\alpha} + w y_{\beta}|^2) = \sum^{\text{МП}} w(1-w) |y_{\alpha} - y_{\beta}|^2 \geq 0, \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

где α, β — индексы участков, входящих в данный узел МП; w — вероятность МП в данном узле. Подставляя в (П.7) вместо \mathbf{x} векторы η , ϑ_0 и обозначая $f_n = (\hat{I} - \hat{W})^{-1} \eta$, $f^0 = (\hat{I} - \hat{W})^{-1} \vartheta_0$, приходим к формулам (17) — (19). Положив $\mathbf{x} = \eta/D^{1/2} \pm \vartheta_0/\gamma^{1/2}$, из положительности $\langle \mathbf{x} | \hat{L} | \mathbf{x} \rangle$ (см (П.7)) сразу же получаем неравенство (20).

Л. Ю. GORELIK, А. А. SLUTSKIN, and А. Я. SHARSHANOV
THEORY OF COLLISIONLESS SOUND ABSORPTION
UNDER STOCHASTIC MAGNETIC BREAKDOWN

A consistent theory of sound absorption under stochastic magnetic breakdown (SMB) and strong spatial dispersion is framed. The problem is considered for a sound wave length higher than the characteristic Larmor radius. The SMB sound absorption is studied for closed electronic, open periodic and highly elongated MB configurations, the latter being derived from the open ones on deviation of magnetic field H from certain chosen planes by a low angle θ . For a typical case of a narrow layer of MB-configurations, the dissipative processes which are characteristic of the SMB and not related to the real mechanisms of electronic relaxation can produce (under strong spatial dispersion) changes in the collisionless character of sound absorption. This involves, in particular, nontrivial abnormally sharp dependences of sound absorption on angle $\theta \ll 1$ and angle φ ($\varphi \ll 1$) between H and sound wave vector.

LIST OF SYMBOLS. w , magnetic breakdown probability; u_{eff} , effective magnetic breakdown probability; γ , effective resonance broadening; H , magnetic field; ε_F , Fermi energy; r_H , T_H , Larmor radius and period, respectively; \mathbf{b} , reciprocal lattice vector; l , scattering length of electron in metal; \mathbf{q} , sound wave vector; Γ , damping decrement.

FIGURE CAPTIONS. Fig.1. The open MB configuration: 1, 2, 3, 4 are the indices for classical pathways; dark points are MB centers.

Fig.2. The effective closed MB configuration which corresponds to the open MB one shown in Fig. 1.

Fig.3. Diagram of typical dependences $\Gamma(\theta)$ for $qr_H \gg (\Delta p/b)^2$ (solid line — arbitrary orientation of \mathbf{q} , dashed line — vector $\mathbf{q} \parallel H$).

1. Falicov L. M., Sievert P. R. Theory of the galvanomagnetic effects in metals with magnetic breakdown: semiclassical approach // Phys. Rev. A.— 1965.— 138, N 1.— P. 88—98.
2. Слуцкий А. А. Особенности кинетических явлений в металлах в условиях магнитного пробоя // ЖЭТФ.— 1970.— 58, вып. 3. — С. 1098—1112.

3. Kadigrobov A. M., Slutskin A. A. Influence of magnetic breakdown on low-frequency conductivity and weak damping electromagnetic waves in metals // J. Low Temp. Phys.— 1972.— 6, N 1/2.— P. 69—95.
4. Слуцкий А. А. Динамика электронов проводимости и кинетические явления в металлах в условиях магнитного пробоя : Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Харьков, 1980.— 35 с.
5. Каганов М. И., Слуцкий А. А. Электроны проводимости.— М. : Наука, 1985.— 416с.

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

Получено 07.07.87

УДК 538.22

Н. Г. БУРМА, А. Е. КАБАНОВ, В. Д. ФИЛЬ

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС НА ЭЛЕКТРОНАХ СИЛЬНО ВЫТЯНУТЫХ ОРБИТ В ГАЛЛИИ

Экспериментально обнаружен в галлии и подробно исследован предсказанный Слуцкиным и Шаршановым [1] новый магнитоакустический резонанс, существующий в условиях топологической перестройки электронных орбит. Изучена структура резонансных линий и определены параметры слоя открытых орбит галлия. Результаты экспериментов согласуются с существующей теорией.

Известно [2], что в металлах, помещенных в сильное магнитное поле ($T/\tau \ll 1$, T — период циклотронного движения электронов, τ — их время релаксации), динамика электронов определяется в основном топологией электронных орбит. Особенно резким с точки зрения изменения электронного движения оказывается топологический переход от открытых периодических орбит к сильно вытянутым замкнутым, происходящий при отклонении вектора внешнего магнитного поля \mathbf{H} на малый угол Φ от нормали к направлению открытости. При выполнении условия

$$T/\tau \ll \Phi \ll 1$$

он сопровождается не только сильной перенормировкой «поперечных» кинетических коэффициентов, определяемых динамикой электронов в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{H} , но и «продольных», связанных с движением вдоль \mathbf{H} . Анализ особенностей продольного движения электронов на сильно вытянутых орбитах, проведенный Слуцкиным и Шаршановым [1], позволил предсказать существование новой разновидности магнитоакустического резонанса (МАР), существенно отличающегося от аналогичного известного эффекта [3]. Экспериментальному обнаружению и изучению предсказанного резонанса в галлии и посвящена настоящая работа.

1. Некоторые особенности магнитоакустического резонанса на электронах сильно вытянутых орбит

Явление МАР заключается в резком увеличении поглощения звука, когда экстремальная величина среднего за циклотронный период смещения электронов $\bar{D}_{\text{экстр}}$ вдоль волнового вектора звука \mathbf{q} кратна длине звуковой волны. Картина МАР на электронах сильно вытянутых орбит выглядит следующим образом [1]. При топологическом переходе от открытых периодических орбит к сильно вытянутым замкнутым слой открытых орбит шириной ΔP , заключенный между самопересекающимися орбитами «+» и «-» (рис. 1), трансформируется в периодические по p_z узкие (шириной ψb , где b — период обратной решетки) слои сильно вытянутых орбит, проходящих через $N = \Delta P/b\Phi \gg 1$ ячеек обратной решетки. Здесь p_z — составляющая импульса электронов вдоль \mathbf{H} , индексы «+» и «-» соответствуют точкам самопересечения соответственно с большей и меньшей площадями самопересекающихся орбит.