

О распространении акустических волн в квазидвумерных проводниках в квантующем магнитном поле

О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kirichenko@ilt.kharkov.ua*

О. Галбова, Г. Ивановски, Д. Крстовска

*Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Physical Institute,
P.O.Box 162, 1000, Skopje, Republic of Macedonia*

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2002 г.

Затухание акустических волн, распространяющихся перпендикулярно слоям квазидвумерного проводника, проанализировано при достаточно низких температурах, когда квантование энергии электронов проводимости приводит к осцилляционной зависимости коэффициента затухания звука от обратной величины магнитного поля. Найден декремент затухания звука при различных ориентациях магнитного поля относительно слоев. Показано, что слоистый проводник наиболее прозрачен для акустической волны в случае, когда магнитное поле перпендикулярно слоям.

Згасання акустичних хвиль, що розповсюджуються перпендикулярно до шарів квазидвумірної провідності, проаналізовано при достатньо низьких температурах, коли квантування енергії електронів провідності призводить до осциляційної залежності коефіцієнта згасання звуку від оберненої величини магнітного поля. Знайдено декремент згасання звуку при різних орієнтаціях магнітного поля відносно до шарів. Показано, що шаруватий провідник є найбільш прозорим для акустичної хвилі у разі, коли магнітне поле перпендикулярно до шарів.

PACS: 72.55.+s

Акустоэлектронные эффекты в вырожденных проводниках, помещенных в достаточно сильное магнитное поле \mathbf{H} , весьма чувствительны к виду энергетического спектра носителей заряда [1–3]. Экспериментальное исследование этих эффектов в металлах в случае, когда частота обращения электронов Ω в магнитном поле много больше частоты их столкновений $1/\tau$, позволило полностью восстановить форму поверхности Ферми — основную характеристику электронного энергетического спектра.

При достаточно низких температурах T , когда расстояние между квантованными уровнями энергии электронов $\Delta\varepsilon = \hbar\Omega$ значительно превышает температурное размытие фермиевской функции распределения носителей заряда $f_0(\varepsilon)$, декремент затухания звуковых волн Γ испытывает резонанс-

ные осцилляции с изменением обратной величины сильного магнитного поля ($\Omega\tau \gg 1$).

В вырожденных проводниках, обладающих слоистой структурой, электронный энергетический спектр существенно анизотропен и, как правило, является квазидвумерным. Энергия носителей заряда ε в квазидвумерных проводниках слабо зависит от проекции импульса p_z на нормаль \mathbf{n} к слоям.

Специфика квазидвумерного электронного энергетического спектра слоистых проводников проявляется в усилении по сравнению с обычными металлами квантовых осцилляционных эффектов, поскольку в их формирование вовлечено достаточно большое число носителей заряда с энергией Ферми ε_F . В то же время слабая электропроводность слоистых проводников вдоль нормали к слоям приводит

к акустической прозрачности для волн, распространяющихся перпендикулярно слоям [4,5]. В этой связи рассмотрим распространение акустической волны в наиболее легком для нее направлении, т.е. вдоль нормали к слоям квазидвумерного проводника, помещенного в магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$, отклоненное от волнового вектора \mathbf{k} и нормали \mathbf{n} на угол θ .

При низких температурах поглощение энергии звуковых волн в вырожденном проводнике обусловлено в основном взаимодействием носителей заряда с волной и определяется диссипативной функцией электронов

$$Q = T \frac{dS}{dt}, \quad (1)$$

где S — плотность энтропии электронов проводимости, связанная с неравновесным статистическим оператором \hat{f} следующим соотношением [6,7]:

$$S = \text{sp} \{ \hat{f} \ln \hat{f} + (1 - \hat{f}) \ln (1 - \hat{f}) \}. \quad (2)$$

Суммирование в (2) производится по всем переменным, задающим состояния электронов проводимости, включая спиновые переменные.

Статистический оператор \hat{f} следует определить с помощью кинетического уравнения

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \hat{\mathbf{v}} \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + [\hat{H}_0 + \hat{H}_1, \hat{f}] = \hat{W}_{\text{coll}} \{ \hat{f} \}, \quad (3)$$

где $\hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f})$ — оператор столкновений носителей заряда, описывающий их рассеяние примесными атомами и колебаниями кристаллической решетки, т.е. фононами; \hat{H}_0 — гамильтониан электронов проводимости в магнитном поле, а $\hat{\mathbf{v}}$ — оператор их скорости, \hat{H}_1 — добавка к невозмущенному гамильтониану \hat{H}_0 , которая учитывает возмущение системы электронов акустической волной.

В колеблющейся решетке электронный энергетический спектр чувствителен к величине деформации кристалла и в линейном приближении по малому смещению ионов решетки \mathbf{u} энергия электронов проводимости приобретает добавку $\delta \epsilon = \lambda_{ik}(\mathbf{p}) u_{ik}$, где $u_{ik} = (1/2)(\partial u_i / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i)$ — тензор деформации, λ_{ik} — тензор деформационного потенциала [8]. Естественно предположить, что перенормированный звуковой волной энергетический спектр носителей заряда также резко анизотропен. Компоненты тензора деформационного потенциала в плоскости слоев по порядку величины совпадают с фермиевской энергией электронов, а компоненты, у которых хотя бы один из индексов равен z , значительно меньше. Из условия сохранения числа носителей заряда следует, что каждая из компонент тен-

зора λ_{ik} , усредненная по всем состояниям электронов проводимости, равна нулю.

Помимо перенормировки энергии носителей заряда звуковая волна порождает сопутствующую ей электромагнитную волну. Электрическое поле этой волны в системе отсчета, движущейся вместе с колеблющейся кристаллической решеткой со скоростью $\dot{\mathbf{u}}$, имеет вид

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\dot{\mathbf{u}} \mathbf{H}] - \frac{m \ddot{\mathbf{u}}}{e}, \quad (5)$$

где \mathbf{E} — электрическое поле в неподвижной лабораторной системе отсчета, которое следует определить с помощью уравнений Максвелла

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi \rho',$$

дополненных материальным уравнением, связывающим плотность тока \mathbf{j} с электрическим полем волны. Здесь c — скорость света в вакууме, ρ' — нескомпенсированная плотность зарядов, которая в проводниках с высокой плотностью электронов проводимости N_e при разложении в степенной ряд по $1/N_e$ асимптотически обращается в нуль. С этой же точностью закон сохранения заряда имеет вид

$$\text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (6)$$

Затухание звуковой волны с малой амплитудой можно проанализировать с помощью решения кинетического уравнения (3), линеаризованного по отклонению статистического оператора от равновесного \hat{f}_0 , а производство энтропии

$$\frac{dS}{dt} = \text{sp } \hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}) \ln \frac{1 - \hat{f}}{\hat{f}} \quad (7)$$

оказывается квадратичной функцией $\hat{f}_1 = \hat{f} - \hat{f}_0$ и может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{dS}{dt} = -\text{sp } \hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1) \frac{\hat{f}_1}{\hat{f}_0(1 - \hat{f}_0)}. \quad (8)$$

Диагональные матричные элементы равновесного статистического оператора \hat{f}_0 равны фермиевской функции распределения носителей заряда $f_{0nn} = f_0(\epsilon_n(p_H))$, где $\epsilon_n(p_H)$ — собственные значения гамильтониана \hat{H}_0 , а $p_H = \mathbf{pH}/H$.

В магнитном поле кинематический импульс \mathbf{p} в выражении для энергии $\epsilon(\mathbf{p})$ следует заменить на $\hat{\mathbf{P}} - (e/c)\mathbf{A}$, где $\hat{\mathbf{P}} = -(i/\hbar)(\partial/\partial \mathbf{r})$ — оператор обобщенного импульса электрона, а \mathbf{A} — вектор-потенциал. Если его выбрать в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (0, Hx \cos \theta, -Hx \sin \theta)$, то гамильтониан

$$\hat{H}_0 = \varepsilon (\hat{P}_x, \hat{P}_y - \frac{e}{c} Hx \cos \theta, \hat{P}_z + \frac{e}{c} Hx \sin \theta) \quad (9)$$

будет зависеть лишь от одной координаты x . В такой калибровке вектора-потенциала решение уравнения Шредингера

$$\hat{H}_0 \Psi = \varepsilon \Psi, \quad (10)$$

которое по сути содержит лишь один дифференциальный оператор $\hat{P}_x = -i\hbar (\partial/\partial x)$, следует искать в виде

$$\Psi(x, y, z) = \exp(iP_y y/\hbar + iP_z z/\hbar) \psi(x). \quad (11)$$

Энергия электронов на замкнутых орбитах в магнитном поле зависит от обобщенных импульсов P_y и P_z , которые являются «хорошими» квантовыми числами, и дискретного квантового числа $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

При суммировании в формуле (2) по всем состояниям электронов, которые заданы квантовым числом n и обобщенными импульсами P_y и P_z , удобнее воспользоваться комбинациями P_y и P_z в виде интеграла движения $p_H = P_y \sin \theta + P_z \cos \theta$. При этом необходимо задать дополнительное квантовое число, например P_y , которое в квазиклассическом приближении определяет положение центра электронной орбиты в магнитном поле. При $T \gg \hbar\Omega$ в качестве дополнительной к ε и p_H переменной в импульсном пространстве обычно вместо P_y используют время движения заряда в магнитном поле t_H согласно уравнению

$$\frac{\partial p_x}{\partial t_H} = \frac{eH}{c} (v_y \cos \theta - v_z \sin \theta), \quad \frac{\partial p_y}{\partial t_H} = -\frac{eH}{c} v_x \cos \theta, \quad (12)$$

$$\frac{\partial p_z}{\partial t_H} = \frac{eH}{c} v_x \sin \theta.$$

В квазиклассическом приближении, когда основную роль в электронном поглощении звуковых волн играют носители заряда на уровнях энергии с большими значениями n , волновую функцию электронов можно найти при самых общих предположениях о виде гамильтониана. Однако в некоторых частных случаях можно найти энергетический спектр и волновую функцию электронов проводимости при произвольных значениях сильного магнитного поля, включая и ультраквантовый предел. В качестве такого примера рассмотрим случай наиболее простого квазидвумерного электронного энергетического спектра:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \eta v_0 \frac{\hbar}{a} \cos \frac{ap_z}{\hbar}. \quad (13)$$

Здесь a — расстояние между слоями, $v_0 = (2\varepsilon_F/m)^{1/2}$ — характерная скорость движения

вдоль слоев электронов с энергией Ферми ε_F , m — масса электрона, $\eta \ll 1$ — параметр квазидвумерности спектра носителей заряда.

Подставив (11) в уравнение (10), нетрудно убедиться, что при не слишком больших значениях угла θ , а именно при $\eta \tan \theta < 1$, в основном приближении по малому параметру $aeH/cm v_0$ уровни энергии электрона имеют вид

$$\varepsilon_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \Omega \sqrt{1 + \eta \frac{v_0 a m}{\hbar} \tan^2 \theta \cos \zeta} - \eta \frac{v_0 \hbar}{a} \cos \zeta - \eta^2 \frac{m v_0^2 \tan^2 \theta \sin^2 \zeta}{2 [1 + \eta (v_0 a m / \hbar) \tan^2 \theta \cos \zeta]}, \quad (14)$$

где $\zeta = ap_H / (\hbar \cos \theta)$, $\Omega = eH / (m c \cos \theta)$. Без учета спинового расщепления ε_n зависит только от двух переменных — непрерывно меняющейся ζ и дискретного квантового числа n , нумерующего уровни энергии электрона в магнитном поле.

Кинетическое уравнение, линеаризованное по слабому возмущению носителей заряда акустической волной, имеет вид

$$[-i\omega + \frac{i}{\hbar} (\varepsilon_n - \varepsilon_m)] f_{1nm} + i \mathbf{k} \mathbf{v}_{nl} f_{1lm} - \{ \hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1) \}_{nm} = \frac{f_0(\varepsilon_m) - f_0(\varepsilon_n)}{\varepsilon_m - \varepsilon_n} (e \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{v} + \omega \lambda_{ij} u_i k_j)_{nm}, \quad (15)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор акустической волны.

Воспользовавшись решением кинетического уравнения, можно вычислить диссипативную функцию и, разделив ее на плотность потока звуковой энергии, получить коэффициент затухания звуковой волны

$$\Gamma = \frac{T}{\rho u^2 \omega^2 s/2} \frac{dS}{dt}. \quad (16)$$

Здесь ρ — плотность кристалла, s — скорость звука.

Рассмотрим распространение линейно поляризованной продольной волны $\mathbf{u} = (0, 0, u)$ вдоль нормали к слоям проводника в случае, когда выполнено неравенство

$$T \ll \hbar \Omega \ll \eta \mu, \quad (17)$$

где μ — химический потенциал.

В квазиклассическом приближении производство энтропии в электронной системе можно представить в следующем виде:

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{2eH}{c(2\pi\hbar)^2} \times \sum_{n,m} \int dp_H \hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1)^{nm} \frac{f_1^{nm}}{f_0(\varepsilon_n)[1-f_0(\varepsilon_m)]}. \quad (18)$$

Диагональные матричные элементы операторов \hat{f}_1 и $\hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1)$ представляют собой величины, усредненные по различным фазам квазиклассической траектории электрона $\varphi = \Omega t_H$. В случае замкнутых электронных орбит недиагональные матричные элементы v_i^{nm} оператора скорости электрона пропорциональны периодическим функциям вида $\cos(n-m)\varphi$.

Если столкновения электронов с фононами крайне редки и электроны проводимости рассеиваются главным образом примесными атомами, то диссипативные процессы в системе носителей заряда можно учесть с помощью приближения времени релаксации τ для интеграла столкновений. Применяв формулу Пуассона к выражению (18) и перейдя от интегрирования по n к интегрированию по ε , мы можем представить осциллирующую с магнитным полем часть коэффициента поглощения звука в следующем виде:

$$\Gamma^{\text{osc}} = \frac{4\pi}{\rho u^2 \omega^2 s} \frac{2eH}{c(2\pi\hbar)^3} 2\text{Re} \sum_{N=1}^{\infty} \int d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) \times \int dp_H \exp[2\pi i N n(\varepsilon, p_H)] \frac{1}{2\pi\Omega\tau} \int_0^{2\pi} d\varphi \times \left| \frac{1}{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi' g(\varphi') \exp \left\{ 2ikz(\varphi') - i\frac{\omega}{\Omega}\varphi' + \frac{\varphi'}{\Omega\tau} \right\} \right|^2. \quad (19)$$

Здесь $g(\varphi) = e\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{v} + \lambda_{zz} u \omega k$. Компоненту деформационного потенциала можно описать выражением

$$\lambda_{zz} = \eta\lambda \cos \frac{ap_z}{\hbar}, \quad \lambda = \frac{mv_0^2}{2}. \quad (20)$$

С помощью уравнений Максвелла (5) и формулы (4) легко убедиться, что в сильном внешнем магнитном поле ($\Omega\tau \gg 1$) и при $kv_0\tau\eta \ll 1$, $\omega\tau \ll 1$ компоненты поля электромагнитной волны, генерированной звуком, имеют вид

$$\tilde{E}_x = \frac{i\omega}{c} uH \sin\theta \frac{1 - i\beta\gamma^2}{1 - (\beta\gamma)^2 - 2i\beta\gamma^2}, \quad (21)$$

$$\tilde{E}_y = -\frac{i\omega}{c} uH \sin\theta \frac{i\beta\gamma^2}{1 - (\beta\gamma)^2 - 2i\beta\gamma^2}.$$

Здесь $\gamma = 1/(\Omega\tau) \ll 1$, а параметр $\beta = (s\omega_p/c\omega)^2 \omega\tau$ может быть довольно большим, если значение частоты плазменных колебаний ω_p сравнимо с величиной, характерной для обычного металла. Такое предположение основано на том, что электропроводность в плоскости слоев органических проводников такого же порядка, как электропроводность хороших металлов. В приведенных формулах для электрического поля волны не учтены осцилляции Шубникова—де Гааза электропроводности, амплитуды которых в $(\eta\mu/\hbar\Omega)^{1/2}$ раз меньше монотонно меняющейся с магнитным полем части электропроводности.

Подставив выражения (20) и (21) в формулу (19), получаем

$$\Gamma^{\text{osc}} = \frac{2m^3 v_0^2}{\rho s t a (2\pi\hbar)^2} \text{Re} \sum_{N=1}^{\infty} \int d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) \times \int_0^{2\pi} d\zeta \exp[2\pi i N n(\varepsilon, \zeta)] \times \left\{ \frac{(kv_0\tau\eta)^2}{2} J_0^2 \left(\frac{amv_0}{\hbar} \text{tg } \theta \right) \cos^2 \zeta + F(\gamma) \text{tg}^2 \theta \right\}. \quad (22)$$

Здесь J_0 — функция Бесселя,

$$F(\gamma) = \frac{1 + \beta^2\gamma^2 + \beta^2\gamma^4}{[1 - (\beta\gamma)^2]^2 + \beta^2\gamma^4}.$$

Второе слагаемое в фигурных скобках в формуле (22) определяет джоулевы потери, связанные с электромагнитными полями, возбужденными звуковой волной. Функция $F(\gamma)$ в широкой области магнитных полей порядка единицы и лишь в условиях резонансного связывания акустических и электромагнитных волн, когда длина геликоидальной волны, возбужденной звуком, сравнима с длиной акустической волны, т.е. $\beta\gamma = 1$, функция $F(\gamma)$ становится порядка $\gamma^{-2} \gg 1$. В рассматриваемом нами случае джоулевы потери значительно превосходят поглощение, связанное с перенормировкой энергии электронов непосредственно за счет деформации кристалла, когда внешнее магнитное поле отклонено от нормали к слоям на угол $\theta \gg kl\eta$.

Выполнив в (22) интегрирование по ζ и ε , получим

$$\Gamma^{\text{osc}} = \frac{\Gamma_0}{kl} \sum_{N=1}^{\infty} (-1)^N \Phi(N\lambda) \cos \left(\frac{2\pi N\mu}{\hbar\Omega} \right) \times \left\{ \left(\frac{kl\eta}{2} \right)^2 J_0^2 \left(\frac{amv_0}{\hbar} \text{tg } \theta \right) [J_0(2\pi N\chi) - J_2(2\pi N\chi)] + \right.$$

$$+ F(\gamma)J_0(2\pi N\chi)\text{tg}^2\theta\}, \quad (23)$$

где $\Gamma_0 = mN_c v_0 \omega / 4\pi\rho s^2$, N_c — плотность носителей заряда в проводнике, $l = v_0\tau$, μ — химический потенциал, $\Phi(z) = z/\text{sh } z$, $\Lambda = 2\pi^2 T/\hbar\Omega$, а $\chi = (\eta v_0/\hbar\Omega)[(\hbar/a) + (ma/2\hbar)\text{tg } \theta]$ по порядку величины совпадает с $\eta\mu/\hbar\Omega$.

При не слишком низких температурах, когда $\Lambda \simeq 1$, амплитуда Γ^{osc} в $(\eta\mu/\hbar\Omega)^{1/2}$ раз меньше плавно меняющейся с магнитным полем части коэффициента затухания звука

$$\Gamma^{\text{mon}} \simeq \frac{\Gamma_0}{kl} \left[\left(\frac{kl\eta}{2} \right)^2 J_0^2 \left(\frac{amv_0}{\hbar} \text{tg } \theta \right) + F(\gamma) \text{tg}^2 \theta \right]. \quad (24)$$

В квазиклассическом приближении, когда $\eta\mu \gg \hbar\Omega$, для Γ^{osc} справедливо следующее асимптотическое выражение:

$$\Gamma^{\text{osc}} \simeq \frac{\Gamma_0}{kl} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-1)^N \Phi(N\Lambda)}{(N\chi)^{1/2}} \cos \left(\frac{2\pi N\mu}{\hbar\Omega} \right) \times \cos \left(2\pi N\chi - \frac{\pi}{4} \right) \left[\left(\frac{kl\eta}{2} \right)^2 J_0^2 \left(\frac{amv_0}{\hbar} \text{tg } \theta \right) + F(\gamma) \text{tg}^2 \theta \right]. \quad (25)$$

Использование для расчета достаточно простой модели закона дисперсии электронов проводимости (13) позволяет качественно правильно описать характер распространения звуковых волн в квантующем магнитном поле (рис. 1).

В квазиклассическом приближении нетрудно обобщить полученные результаты на случай квазидвумерного электронного энергетического спектра произвольного вида. Как и в случае закона дисперсии (13), продольная звуковая волна распространяется в глубь образца вдоль нормали к слоям на

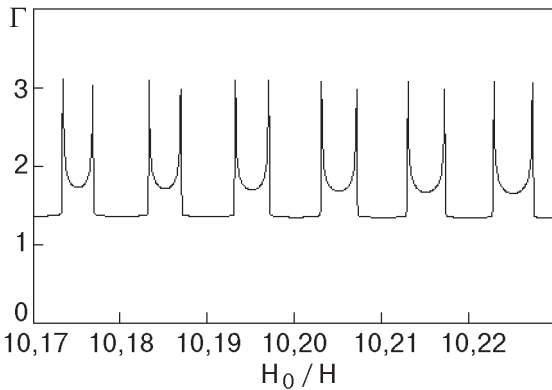


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения звука в слоистом проводнике от H_0/H ($H_0 = \eta\mu mc/eh$) в относительных единицах при $\eta = 0,01$, $T/\eta\mu = 5 \cdot 10^{-3}$, $\theta = 0$.

значительное расстояние, если магнитное поле отклонено от нормали на небольшой угол $\theta < kl\eta$ [9].

Если поверхность Ферми при такой ориентации магнитного поля имеет всего два различных экстремальных значения S_{min} и S_{max} сечения поверхности Ферми плоскостью $p_H = \text{const}$, то отношение $\Gamma^{\text{osc}}/\Gamma^{\text{mon}}$ можно представить в следующем виде:

$$\frac{\Gamma^{\text{osc}}}{\Gamma^{\text{mon}}} \simeq \sqrt{\frac{\hbar\Omega}{\eta\mu}} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-1)^N}{\sqrt{N}} \Psi(N\Lambda) \times \cos \left(\frac{Nc(S_{\text{max}} + S_{\text{min}})}{2eH\hbar} - \pi N \right) \times \cos \left[\frac{Nc(S_{\text{max}} - S_{\text{min}})}{2eH\hbar} - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (26)$$

Этот случай аномальной акустической прозрачности не имеет места для поперечной поляризации звуковой волны $\mathbf{u} \perp \mathbf{k}$, затухание которой определяется в основном джоулевыми потерями при любой ориентации магнитного поля.

1. А.В. Pippard, *Philos. Mag.* **2**, 1147 (1957).
2. Э.Ф. Канер, В.Г. Песчанский, И.А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **40**, 214 (1961).
3. В.Л. Гуревич, В.Г. Скобов, Ю.Д. Фирсов, *ЖЭТФ* **40**, 786 (1961).
4. О.В. Kirichenko and V.G. Peschansky, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 12 (1996).
5. О. Галбова, Г. Ивановски, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 173 (1997).
6. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика*, часть 2, Наука, Москва (1965).
7. Д.Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика*, Наука, Москва (1971).
8. А.И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **8**, 1338 (1938).
9. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **27**, 1323 (2002).

On propagation of sound waves in Q2D conductors in a quantizing magnetic field

O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, O. Galbova, G. Ivanovski, and D. Krstovska

The attenuation of sound waves propagating normally to the layers of a Q2D conductor is analysed at low enough temperatures when quantization of the energy of conduction electrons results in an oscillatory dependence of the sound attenuation rate on the inverse magnetic field. The sound wave decrement is found for different orientations of the magnetic field with respect to the layers. A layered conductor is shown to be most transparent in the case when the magnetic field is orthogonal to the layers.