Физика низких температур, 2003, т. 29, № 11, с. 1237–1243

Высокочастотные характеристики бесконтактного электромагнитного возбуждения поперечного звука в квазидвумерних проводниках

О. Галбова, Г. Ивановски, Д. Крстовска

Факультет естественных наук и математики, Институт физики
П.Ф. 162, 1000 Скопье, Республика Македония
E-mail: gorgiiv@iunona.pmf.ukim.edu.mk

Статья поступила в редакцию 26 марта 2003 г.

Рассмотрено бесконтактное электромагнитное возбуждение поперечного звука с частотой ω в полубесконечном пространстве ($z \geq 0$) квазидвумерной проводящей среды. В условиях аномального скин-эффекта вычислено распределение поля смещения $u(z)$, электронное затухание звука и асимптотика поля смещения аномальной звуковой волны. Рассеяние электронов проводимости учтено с помощью модифицированного параметра Фукса.

Розглянуто безконтактне електромагнітне збудження поперечного звуку з частотою ω у півнескінченному просторі ($z \geq 0$) квазідвовимірному провідному середовищі. В умовах аномального скін-ефекту обчислено розподіл поля зміщення $u(z)$, електронне загасання звуку та асимптотика поля зміщення аномальної звукової хвилі. Розсіяння електронів провідності враховано за допомогою модифікованого параметра Фукса.

PACS: **72.55.+s**

Электромагнитные и звуковые волны в проводниках образуют связанную систему, что обуславливает их взаимное преобразование [1,2]. Основанный на этом явлении метод прямого электромагнитного возбуждения звука стал важным методом теоретических и экспериментальных исследований металлов и открыл возможности бесконтактного получения звука высокой частоты [3] вследствие действия на упругую среду сил разного рода [1,2]. При высоких частотах в отсутствие постоянного магнитного поля основной является деформационная сила. При этом возможны два механизма трансформации. Первый механизм — это возбуждение так называемой обыкновенной звуковой волны (ОЗВ), длина затухания которой больше как скиновой глубины электромагнитного поля δ, так и длины свободного пробега l электронов проводимости. Такая волна распространяется со скоростью звука s, а в ее возбуждении участвуют все электроны [4]. Второй механизм связан с эффектом затягивания звукового поля непосредственно электронами проводимости. В возбуждении такой волны участвуют электроны опорных точек, а также электроны ферми-поверхности (ФП), компонента скорости которых в направлении распространения звука достигает максимального значения [5,6]. Это так называемая аномальная звуковая волна (АЗВ). В трансформации электромагнитной энергии в звуковую принимают участие электроны, падающие на поверхность проводящей среды под любыми углами, благодаря этому коэффициент трансформации существенно зависит от характера рассеяния электронов границами образца [7,8]. Таким образом, эффект трансформации электромагнитной энергии в звуковую можно причислить к числу эффектов, чувствительных к качеству поверхности проводящей среды. Поиск новых сверхпроводящих материалов в шестидесятые годы привлек внимание к проводникам органического происхождения, обладающим слоистой либо нитевидной структурой. Помимо большого практического значения слоистых структур и возможности их использования в современной электронике и вычислительной технике, эти проводники в значительной мере привлекательны в связи с их необычным поведением в сильных магнитных полях и рядом фазовых переходов при сравнительно небольших давлениях.

Распространение в квазидвумерных проводниках как электромагнитных полей, так и высокочастотных продольных акустических волн теоретически достаточно хорошо изучено [9]. В то время как бесконтактное преобразование электромагнитной энергии в звуковую в квазидвумерных проводниках изучено недостаточно. Имея в виду как теоретическое, так и практическое значение, в настоящей работе рассмотрены высокочастотные характеристики бесконтактного электромагнитного возбуждения звука в квазидвумерных проводниках. Вычислено звуковое поле ОЗВ, асимптотика звукового поля АЗВ, а также проанализировано электронное затухание звука. В настоящее время известен целый ряд квазидвумерных органических проводников [10], которые обладают типичной для металла проводимостью в некоторой плоскости и аномально малой вдоль нормали к ней. Анизотропия электропроводимости связана с анизотропией электронного энергетического спектра таких образцов: ФП квазидвумерного проводника можно представить в виде слабо гофрированного открытого цилиндра, малость гофрировки которого η и отражает слабую проводимость в направлении открытости.

Таким образом, энергию электронов проводимости $\varepsilon(\mathbf{p})$ в недеформированном проводнике можно записать в виде:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\frac{anp_z}{\hbar}, \qquad (1)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, $\mathbf{p}$ — импульс электронов проводимости, a — расстояние между проводящими слоями, $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ — произвольные функции своих аргументов, при чем максимальное значение $\varepsilon_n^{\max}$ на ФП убывает существенно при увеличении n, так что $\varepsilon_1^{\max} = \eta\varepsilon_F$ и $\varepsilon_{n+1}^{\max} << \varepsilon_n^{\max}$.

Пусть на проводящее полупространство ($z \geq 0$) нормально падает электромагнитная волна частоты ω ($E_x = E$, $E_y = E_z = 0$). При такой конфигурации возбуждается только поперечная звуковая волна, бегущая в сторону положительных z. При этом вектор смещения ионов $\mathbf{u}$ направлен вдоль оси x ($u_x = u$, $u_y = u_z = 0$). Задача состоит в вычислении амплитуды волны. Полная система уравнений, описывающая распространение связанных электромагнитных и звуковых волн в проводящей среде, состоит из кинетического уравнения для неравновесной добавки $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ к равновесной функции распределения электронов $f_0(\varepsilon)$, уравнений Максвелла и уравнения колебаний упругой среды с плотностью силы, описывающей воздействие на решетку со стороны электрического поля и электронов [1,2]. В выбранной геометрии, эта система имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial z} - i\frac{\omega^*}{v_z} f = \frac{ev_x}{v_z} E - \frac{i\omega}{v_z}\Lambda_{xz}\frac{\partial u}{\partial z}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + i\omega\mu_0\langle v_x f\rangle = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + q^2 u = \frac{1}{\rho s_t^2}\left[e\left\langle\frac{v_x\Lambda_{xz}}{v_z}E\right\rangle + i\omega^*\left\langle\frac{\Lambda_{xz}}{v_z}f\right\rangle\right], \qquad (4)$$

где $\omega^* = \omega + i\nu$, ω и $\nu = 1/\tau$ частота поля и частота столкновения электронов проводимости; $q = \omega/s$, s — скорость поперечного звука; ρ — плотность среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ H/m$ магнитная проницаемость вакуума; e — заряд; v — скорость электронов проводимости. Угловые скобки обозначают интегрирование по ФП:

$$\langle\ldots\rangle = -\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int(\ldots)\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}d^3\mathbf{p}.$$

Систему уравнений (2)–(4) следует дополнить граничным условием на поверхности

$$f_-(\mathbf{p},\ z=0) = Pf_+(\mathbf{p},\ z=0), \qquad (5)$$

где f_- — неравновесная добавка для падающих электронов проводимости, а f_+ — для отраженных от поверхности $z = 0$, а P — феноменологический параметр зеркальности Фукса, зависящий от угла подлета Θ электрона к поверхности образца [11], так что $P = 1$ при чисто зеркальном отражении, $P = 0$ при чисто диффузном отражении.

Электромагнитную волну полагаем монохроматической, так что величины f, E, u пропорциональны $\exp(-i\omega t)$.

Для вычислений воспользуемся наиболее простым видом квазидвумерного закона дисперсии носителей заряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{m} + \eta\frac{\hbar}{a}v_0\cos\frac{ap_z}{\hbar}, \qquad (6)$$

где m — эффективная масса, а v_0 — фермиевская скорость электронов проводимости. Упругая деформация кристалла приводит к перенормировке энергии носителей заряда на величину

$$\delta\varepsilon = \Lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij}, \qquad (7)$$

где $u_{ij} = \partial u_i/\partial x_j$ — тензор деформации кристалла. Необходимую для расчета компоненту тензора деформационного потенциала Λ_{xz} представим в виде

$$\Lambda_{xz}(\mathbf{p}) = \eta m v_x^2 L\cos\frac{ap_z}{\hbar} - m\eta v_0 v_x D\sin\frac{ap_z}{\hbar}. \qquad (8)$$

Безразмерные параметры L и D связаны с генезисом электронного энергетического спектра в деформированном кристалле.* Будем полагать параметры L и D заданными. Неравновесная добавка f к равновесной функции распределения f_0 электронов проводимости удовлетворяет граничному условию (5); граничными условиями к уравнениям (3) и (4) служат обычные граничные условия электродинамики (непрерывность тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей) и динамической теории упругости. Граничное условие для смещения u получено из выражения для плотности потока импульса [1,2] и с помощью условия (5) может быть записано в виде

$$\frac{\partial u}{\partial z}\Big|_{z=0} + \frac{P-1}{P+1}\frac{1}{\rho s^2}\left\langle \frac{v_z \Lambda_{xz}}{|v_z|} f_s \right\rangle\Big|_{z=0} = 0, \tag{9}$$

где

$$f_s = \frac{1}{2}[f(v_z, z) + f(-v_z, z)] \tag{10}$$

симметричная по отношению к компоненте v_z неравновесная добавка к равновесной функции распределения.

Систему уравнений (2)–(4) с соответствующими граничными условиями решаем методом Фурье. При вычислении амплитуды электромагнитного поля в образце будем опускать второе слагаемое в уравнении (2), квадратичное по малому параметру, характеризующему взаимное преобразование электромагнитных и звуковых волн. Однако его нужно сохранить при получении выражения для коэффициента электронного затухания звука. Для компонент Фурье электрического поля E^k и поля смещений u^k получаются следующие уравнения:

$$E^k[k^2 + i\omega\mu_0\sigma(\omega,k)] + \frac{1}{\pi}E'(0) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega,k,r)E^r\,dr, \tag{11}$$

$$u^k[q^2 - k^2] = \frac{e}{\rho s^2}E^k L_1(\omega,k) -$$

$$-\frac{i}{2\pi}\frac{(P-1)e\omega^*}{\rho s^2}\int_{-\infty}^{\infty} L_2(\omega,k,r)E^r\,dr, \tag{12}$$

$E'(0) = dE/dz|_{z=0}$ производная при $z = 0$, а

$$K(\omega,k,r) = -i\,\omega\mu_0 e^2\,\frac{P-1}{2\pi}\times$$

$$\times\left\langle \frac{(\omega^*)^2 v_x^2 v_z^2}{|v_z|[(kv_z)^2 - (\omega^*)^2][(\frac{v_z}{r})^2 - (\omega^*)^2]} \right\rangle, \tag{13}$$

$$L_1(\omega,k) = k^2\left\langle \frac{\Lambda_{xz} v_z v_x}{(kv_z)^2 - (\omega^*)^2} \right\rangle,$$

$$\sigma(\omega,k) = ie^2\omega^*\left\langle \frac{v_x^2}{(kv_z)^2 - (\omega^*)^2} \right\rangle, \tag{14}$$

$$L_2 = \left\langle \frac{k^2 v_z^3 v_x \Lambda_{xz}}{|v_z|[(kv_z)^2 - (\omega^*)^2][(\frac{v_z}{r})^2 - (\omega^*)^2]} \right\rangle. \tag{15}$$

Поверхностное рассеяние электронов проводимости, как следует из уравнения (12), влияет на величину звукового поля двумя способами. Во-первых, через электрическое поле, которое определяется как решение интегрального уравнения (11): ядро интегрального уравнения $K(\omega,k,r)$, согласно (13), определяется условиями рассеяния электронов проводимости (через величину параметра P). Во-вторых, путем наличия δ-образной поверхностной силы [7,8], обусловленной вторым слагаемым в правой части уравнения (12). Интегрирование в выражениях (13)–(15) можно выполнить точно, используя выражение для закона дисперсии (6) и для деформационного потенциала (8). Получаются следующие выражения:

$$K(\omega,k,r) = i\,\frac{P-1}{\pi^2\delta_a^3}\frac{1}{k^2 - r^{-2}}\times$$

$$\times\left[\frac{\arcsin(\eta v_0|k|/\omega^*)}{\sqrt{(\omega^*/k\eta v_0)^2 - 1}} - \frac{\arcsin(\eta v_0/\omega^*|r|)}{\sqrt{(\omega^* r/\eta v_0)^2 - 1}}\right], \tag{16}$$

$$\sigma(\omega,k) = i\,\frac{2}{3}\frac{\nu\sigma_0}{\omega^*}\frac{1}{\sqrt{1-(k\eta v_0/\omega^*)^2}},$$

$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{m\nu}, \qquad n = \frac{p_0^2}{4\pi^2\hbar^2 a}, \tag{17}$$

$$L_1(\omega,k) = -D\frac{2}{3}\frac{m\nu\sigma_0}{e^2}\left[1 - \frac{1}{\sqrt{1-(k\eta v_0/\omega^*)^2}}\right], \tag{18}$$

* Хотя, строго говоря, выражение (8) для деформационного потенциала не согласуется полностью с принятым законом дисперсии электронов проводимости, все же эту модель можно использовать для получения качественных результатов.

$$L_2(\omega,k,r) = -D\frac{4}{3}\frac{m\nu\sigma_0}{\pi e^2\eta v_0}\frac{1}{r^{-2}-k^2}\times$$

$$\times\left[-\frac{\arcsin\left\{\frac{\eta v_0|k|}{\omega^*}\right\}}{\sqrt{(\omega^*/k\eta v_0)^2-1}} + (kr)^2\frac{\arcsin\left\{\frac{\eta v_0}{\omega^*|r|}\right\}}{\sqrt{(\omega^* r/\eta v_0)^2-1}}\right], \quad (19)$$

где

$$\delta_a = \left(\frac{3}{2}\frac{\eta v_0}{\omega\mu_0\sigma_0\nu}\right)^{1/3} \quad (20)$$

скиновая глубина в условиях предельно аномального скин-эффекта:

$$\eta|\ell^*| >> \delta_a, \quad \ell^* = \frac{\ell}{1-i\omega\tau}, \quad \ell = v_0\tau. \quad (21)$$

В условиях аномального скин-эффекта (21) с электромагнитным полем эффективно взаимодействуют электроны проводимости, которые «скользят» в скин-слое. Такие электроны слабо чувствуют поверхность образца, а рассеяние электронов проводимости почти зеркальное [13]. Из-за этого слагаемое в правой части уравнения (11), обусловленное поверхностным характером рассеяния, малая величина. Это позволяет решать уравнение (11) методом последовательных приближений, при чем для проводимости $\sigma(\omega,k)$ нужно использовать асимптотическое выражение

$$\sigma(\omega,k) \simeq \frac{2}{3}\frac{\sigma_0}{|k|\eta\ell}. \quad (22)$$

Имея это в виду, подчеркнем, что малость слагаемого в правой части уравнения (11) не связана с величиной параметра зеркальности P. Тем не менее, вследствие закона дисперсии (6), $1 - P \simeq \eta$, т.е. отражение почти зеркальное.

Диффузность рассеяния, как оказывается, дает поправки одного порядка к полю и поверхностной силе. Поэтому электрическое поле нужно вычислять с точностью до второго порядка.

Фурье-компоненту смещения u^k удобно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$u^k = u_v^k + (u_v^k)_s + u_s^k. \quad (23)$$

Слагаемое

$$u_v^k = -\frac{1}{\pi}\frac{e}{\rho s_t^2}\frac{E'(0)}{q^2-k^2}\frac{L_1(\omega,k)}{k^2+i\omega\mu_0\sigma(\omega,k)} \quad (24)$$

обусловлено только объемными механизмами.

Слагаемое

$$(u_v^k)_s = -\frac{1}{\pi}\frac{e}{\rho s_t^2}\frac{E'(e)}{q^2-k^2}\frac{L_1(\omega,k)}{k^2+i\omega\mu_0\sigma(\omega,k)}\times,$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} K(\omega,k,r)\frac{dr}{r^{-2}+i\omega\mu_0\sigma(\omega,r)} \quad (25)$$

описывает влияние диффузности рассеяния электронов проводимости на упругое поле через поправку к электрическому полю E^k из-за диффузности. Последний член в (23)

$$u_s^k = \frac{i}{2\pi^2}e\omega^*\frac{(P-1)}{\rho s_t^2}\frac{E'(0)}{q^2-k^2}\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} L_2(\omega,k,r)\frac{dr}{r^{-2}+i\omega\mu_0\sigma(\omega,r)} \quad (26)$$

обусловлен поверхностной силой, связанной с диффузностью рассеяния электронов проводимости.

Звуковое поле $u(z)$ получим, используя обратное фурье-преобразование:

$$u(z) = \int_{-\infty}^{\infty} u^k \mathrm{e}^{ikz}dk, \quad (27)$$

где u_k определяется формулами (23)–(26). Поскольку в преобразовании электромагнитной энергии в звуковую участвуют все электроны, при вычислении интеграла (27) использованы точные выражения (16), (18) и (19). Согласно (24)–(26) подинтегральное выражение в (27) имеет простые полюсы , которые определяются нулями дисперсионного уравнения связанных электромагнитных и звуковых волн. Для его получения необходимо второе слагаемое в правой части уравнения (2). Вследствие слабой связи между электромагнитными и звуковыми волнами волновой вектор звуковой волны близок к невозмущенному значению $q = \omega/s$ и определяется уравнением

$$k^2 = q^2 + \frac{1}{\rho s^2}\frac{2m^2\nu\sigma_0}{3e^2}D^2\left(1-\frac{1}{\sqrt{1+(k\eta\ell^*)^2}}\right)\times$$

$$\times\left[\omega\omega^* - \frac{2}{3}\frac{\nu\sigma_0\mu_0\omega^2}{k^2\sqrt{1+(k\eta\ell^*)^2}+i\eta\ell^*\delta_a^{-3}}\times\right.$$

$$\left.\times(\sqrt{1+(k\eta\ell^*)^2}-1)\right]. \quad (28)$$

Затухание ОЗВ, γ, определяется мнимой частью волнового вектора. Его нужно учесть, записывая конечный вид амплитуды ОЗВ. Кроме полюсов, подинтегральное выражение (27) имеет точку ветвления $k = k_1 = \omega^* / \eta v_0$. В случае квазидвумерного электронного спектра, когда ФП определяется слабогофрированным цилиндром, открытым в сторону распространения звукового поля, точка ветвления обусловлена пояском на ФП с максимальным значением скорости электронов $v_z^{\max}$. Точкой ветвления определяется АЗВ.

Исследуем электронное затухание поперечного звука. Поскольку, как известно [7,8], неоднородность электромагнитного поля в образце способствует эффекту преобразования электромагнитной энергии в звуковую, коэффициент электронного поглощения будем исследовать в условиях аномального скин-эффекта (21). Отметим, что для случая изотропного закона дисперсии электронов проводимости, коэффициент электронного затухания изучали многие авторы. Показано [14,15], что частотная зависимость коэффициента электронного затухания звука $\gamma(\omega)$ требует более точного анализа в зависимости от длины свободного пробега l, чем использование одного условия $ql \gg 1$. Для этого проанализируем выражение для γ, используя расстановку между характерными частотами электронного газа и электродинамической частоты ω_{em} (частота, при которой длина звука сравнивается с глубиной проникновения электромагнитного поля [4]). При аномальном скин-эффекте (21), используя асимптотику проводимости (22), получим следующее выражение для электродинамической частоты:

$$\omega_{em} = \frac{s}{\delta_0}\left(\frac{2}{3\eta}\frac{s}{v_0}\right)^{1/2}, \quad \delta_0 = \frac{c}{\omega_0}, \tag{29}$$

где ω_0 — плазменная частота. В зависимости от длины свободного пробега электронов проводимости ω_{em} попадает в тот или другой интервал частот: если $(\eta v_0/s)^{1/2}\delta_0 \ll \eta\ell \ll \delta_0(\eta v_0/s)^{3/2}$, то $(s/\eta v_0)\nu \ll \omega_{em} \ll \nu$, а если $\eta\ell \gg \delta_0(\eta v_0/s)^{3/2}$, то $\omega_{em} \gg \nu$.

Рассматривая второе слагаемое (28) как малую добавку к q^2, для коэффициента электронного затухания звука получаем следующую частотную зависимость:

$$\gamma \equiv \operatorname{Im} k \simeq qD^2 \frac{m^2 \nu\sigma_0}{3\rho e^2} \times$$

$$\times\left\{\frac{1}{\omega\tau} + \eta q\ell \frac{\omega\tau + 1/(\omega\tau)}{[1+(\omega\tau)^2][1+(q\delta_a)^6]}\right\}. \tag{30}$$

Используя расстановку характерных частот, из (30) имеем довольно простые формулы. Если $(\eta v_0/s)^{3/2}\delta_0 \gg \eta\ell \gg \delta_0(\eta v_0/s)^{1/2}$, то

$$\gamma_1 \simeq \eta D^2 \frac{m^2\omega_0^2 v_0}{3\rho e^2 s^2}\omega, \quad \omega \ll \omega_{em}; \tag{31}$$

$$\gamma_2 \simeq \frac{4}{3\eta} D^2 \frac{m^2 \omega_0^6 s^4}{\rho e^2 c_0^4 v_0}\frac{1}{\omega^3},$$

$$\omega_{em} \ll \omega \ll \omega_{em}\left(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2}\right)^{1/6};$$

$$\gamma_3 \simeq D^2 \frac{m^2\omega_0^2 \nu}{3\rho e^2 s}, \qquad \omega \gg \omega_{em}\left(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2}\right)^{1/6}.$$

При этом частота ω может быть как меньше, так и больше частоты столкновений ν. Первые две формулы в (31) описывают бесстолкновительное поглощение Ландау: коэффициент электронного затухания звука сначала линейно растет при увеличении частоты, достигает максимума при $\omega = \omega_{em}$, а потом убывает по закону ω^{-3}. При более высоких частотах $\gamma \sim \nu$. Если $\eta l \gg \delta_0(\eta v_0/s)^{3/2}$, частотный участок, на котором $\gamma \sim \nu$ смещается в сторону больших частот. Однако в этом случае нужно учесть кроме деформационных и другие механизмы. Такая частотная зависимость имеет место и в случае изотропного закона дисперсии электронов проводимости [14,15]. Отличие состоит в том, что в случае квазидвумерного закона дисперсии в условиях бесстолкновительного затухания Ландау, γ является функцией параметра гофрировки η.

Определим амплитуду ОЗВ. Для этого вычислим вклад полюсов подинтегрального выражения в (27). Используя (24)–(26), а также коэффициент электронного затухания звука (31), для вклада в амплитуду звука от чисто объемных механизмов преобразования электромагнитной энергии в звуковую, получается следующий результатат:

$$u_v^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega} e^{i\omega z/s} e^{-\gamma_1 z},$$

$$\omega \ll \omega_{em}; \tag{32}$$

$$u_v^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega} e^{i\omega z/s} e^{-\gamma_2 z}(q\delta_a)^{-3},$$

$$\omega_{em} \ll \omega \ll \omega_{em}\left(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2}\right)^{1/6};$$

$$u_v^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\mathrm{e}^{i\omega z/s}\,\mathrm{e}^{-\gamma_3 z}(q\delta_a)^{-3},$$

$$\omega >> \omega_{em}(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2})^{1/6}.$$

Подставляя фурье-компоненты (25), (26) в подинтегральное выражение (27), получим вклад в амплитуду звука, связанный с диффузностью рассеяния электронов проводимости от поверхности образца. Получается

$$u_s^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\frac{P-1}{\pi^2}\mathrm{e}^{i\omega z/s}\times$$

$$\times\ln\left(\frac{\delta_a}{\eta\ell^*}\right)\ln(q\delta_a)\mathrm{e}^{-\gamma_1 z},\quad \omega << \omega_{em};$$

$$u_s^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\frac{P-1}{\pi^2}\mathrm{e}^{i\omega z/s}\,\mathrm{e}^{-\gamma_2 z}(q\eta\ell^*)^{-1},$$

$$\omega_{em} << \omega << \omega_{em}(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2})^{1/6};$$

$$u_s^{USW} \simeq D\frac{m\eta v_0 E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\frac{P-1}{\pi^2}\mathrm{e}^{i\omega z/s}\,\mathrm{e}^{-\gamma_3 z}(q\eta\ell^*)^{-1},$$

$$\omega >> \omega_{em}(\eta\frac{s}{v_0}\frac{\ell^2}{\delta_0^2})^{1/6}. \quad (33)$$

При $\omega << \omega_{em}$ вклад чисто объемного механизма, вследствие $1 - P \simeq \eta$, превосходит вклад от механизмов, обусловленных поверхностным рассеянием электронов проводимости. При более высоких частотах, когда $\omega >> \omega_{em}$, из-за сильной неоднородности поля, параметр $(q\delta_a)^3/q|l^*|) >> 1$ может стать гораздо больше единицы. В этом случае преобразование электромагнитной энергии в звуковую за счет механизмов диффузного рассеяния превосходит вклад от чисто объемных механизмов. При данных условиях такое поведение имеет место и для изотропного закона дисперсии электронов проводимости [8]. Отметим, что в случае изотропного закона дисперсии, при $\omega << \omega_{em}$, оба эффекта одного порядка. Асимптотическое поведение ОЗВ на больших расстояниях от поверхности образца определяется экспоненциально убывающей функцией. При низких температурах и чистых образцах основной механизм затухания — электронный. Другие механизмы можно учесть феноменологически.

Амплитуда АЗВ определяется интегралами по двум берегам разреза, проведенного из точки ветвления $k_1 = \omega^*/\eta v_0$ до бесконечности. Проводя необходимые вычисления, для асимптотики амплитуды смещения АЗВ на больших расстояниях от поверхности образца, обусловленной чисто объемными механизмами, получаем следующее выражение:

$$u_v^{ASW}(z) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi}}D\frac{mv_0\eta E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\times$$

$$\times\frac{1}{(q\eta\ell^*)^{1/2}}\frac{1}{(qz)^{3/2}}\mathrm{e}^{-z/\eta\ell}\mathrm{e}^{i\omega z/\eta v_0}. \quad (34)$$

Соответствующий вклад в асимптотику смещения, из-за диффузного характера рассеяния электронов проводимости, определяется выражением

$$u_s^{ASW}(z) \simeq \frac{2\sqrt{2}}{\pi^2\sqrt{\pi}}D\frac{mv_0\eta E'(0)}{e\rho\mu_0 s^2\omega}\frac{P-1}{(q\eta\ell^*)^{1/2}}\times$$

$$\times\frac{\ln^2(\delta_a/\eta\ell^*)}{(qz)^{3/2}}\mathrm{e}^{-z/\eta\ell}\mathrm{e}^{i\omega z/\eta v_0}. \quad (35)$$

Выражения (34) и (35) получены при выполнении неравенства (21). На расстояниях z удовлетворяющих неравенству $|\eta l^*| \geq z >> 1/\gamma$, где $1/\gamma$ длина затухания ОЗВ, а ηl длина свободного пробега электронов проводимости в направлении распространения звуковой волны, асимптотика звукового поля определяется асимптотикой АЗВ, т.е. формулами (34) и (35). Эта асимптотика представляет собой степенную функцию $z^{-3/2}$, т.е. звуковое поле на больших расстояниях от поверхности образца затухает неэкспоненциально. Напомним, что в случае изотропного закона дисперсии, асимптотика определяется степенной функцией z^{-2}, т.е. затухает быстрее.

Сделаем короткий перечень полученных результатов. Общая теория прямого электромагнитного возбуждения поперечного звука, предложенная в работах [7,8] для случая изотропного закона дисперсии электронов проводимости, как можно убедиться, находит свое подтверждение в случае квазидвумерного электронного энергетического спектра. В преобразовании электромагнитной энергии в звуковую участвуют все электроны, а эффективность деформационного механизма растет при увеличении неоднородности электромагнитного поля в образце. Поэтому частотная зависимость, а также влияние поверхности на эффект преобразования такие же, как в случае изотропного закона дисперсии электронов проводимости. Однако вследствие квазидвумерности электронного энергетического спектра, заданной параметром гофрировки η, электроны почти скользят к поверхности образца, а поэтому на длине свободного пути l проходят слабо неоднородное поле. Из-за этого полученные здесь результаты для поля смещения ОЗВ при $\omega << \omega_{em}$ меньше в η раз по отношению к соответствующим результатам в случае изотропного закона дисперсии. При высоких частотах при $\omega >> \omega_{em}$, результаты не зависит от η и совпадают, по порядку величин, с соответствующими выражениями для изотропного закона дисперсии. На больших расстояниях от поверхности, таких что $|\eta l^*| \geq z >> 1/\gamma$, акустическое поле при $\omega\tau >> 1$ убывает неэкспоненциально по закону $z^{-3/2}$ и определяется амплитудой АЗВ. Напомним, что в случае изотропного закона дисперсии поле АЗВ затухает по закону z^{-2} [5,6]. Вклад в амплитуду АЗВ от объемных механизмов превосходит вклад од поверхностных механизмов $1/\eta$ раз. В случае ОЗВ, в условиях аномального скин-эфекта и $\omega >> \omega_{em}$ поверхностные механизмы преобразования могут стать определяющими. Для этого необходимы длины свободного пробега электронов, удовлетворяющие условию $l >> \delta_0 (v_0/s)^{1/2}$.

В электронике в связи с существующим интересом к квазидвумерным проводникам подчеркнем еще раз значение исследования бесконтактного электромагнитного преобразования звука в таких средах. Метод позволяет возбуждать звук высокой частоты, которая не достигается контактными методами. Его можно использовать в качестве метода контроля без разрушения. Это особо важно для исследования качества поверхности, так как эффект преобразования чувствителен к шероховатостям поверхности образца. Наконец, влияние спектра на звуковые характеристики позволяет делать выводы о параметрах спектра, а также электрон-фононного взаимодействия.

Мы хотели бы выразить признательность В.Г. Песчанскому и О.В. Кириченко за полезные дискуссии.

1. В.М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1638 (1963).
2. В.М. Конторович, *ЖЭТФ* **59**, 2117 (1970).
3. А.Н. Васильев, Ю.П. Гайдуков, *УФН* **141**, 431 (1983).
4. М.И. Каганов, В.Б. Фикс, *ЖЭТФ* **62**, 1461 (1972).
5. Г. Ивановски, М.И. Каганов, *ЖЭТФ* **83**, 2320 (1982).
6. Г. Ивановски, О. Галбова, *Phys. Status Solidi,* **B134**, 815 (1986).
7. Г. Ивановски, М.И. Каганов, В.Б. Фикс, *ФТТ* **15**, 1441 (1973).
8. Г. Ивановски, М.И. Каганов, *ФТТ* **18**, 2704 (1976).
9. V.M. Gohfeld and V.G. Peschansky, *Nonlocal Acoustoelectronic Effects in Metals and Layered Conductorsin, Sov. Sci. Rev. A. Phys.* I.M. Khalatnikov (ed.). Harwood Academic Publishers Gmhb.Switzerland-USA (1993).
10. J. Singelton, *Rep. Prog. Phys.* 116 (2000).
11. K. Фuchs, *Cambridge Philos. Soc.* **1**, 100 (1938).
12. B. Abeles, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1181 (1967).
13. G.E.H. Reuter and E.H. Sondheimer, *Proc. R. Soc.* **A195**, 336 (1948).
14. Г. Ивановски, М.И. Каганов, *ФТТ* **15**, 3304 (1973).
15. G. Ivanovski, *Phys. Status Solidi*, **B72,** K53 (1975).

High-frequency characteristics of non-contact electromagnetic excitation of transverse acoustic wave in quasi-two-dimensional conductors

O. Galbova, G. Ivanovski, and D. Krstovska

The non-contact electromagnetic excitation of transverse acoustic wave of frequency ω in half-space ($z \geq 0$) of quasi-two-dimensional conductive media is considered. The distribution of displacement field $u(z)$, the electron attenuation of sound and the displacement field asymptotic of anomalous acoustic wave are calculated under the conditions of anomalous skin effects. The scattering of the conduction electrons is taken into account using the modified Fuchs parameter.