Октябрь 1993 г. Том 163, № 10

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — РЕЗУЛЬТАТ ДЕЙСТВИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ СИЛЫ

М.И. Каганов, А.Н. Васильев

(Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова)

(*Статья поступила 28.05.93 г., после доработки 14.07.93 г.*)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение. Множество разнообразных электроакустических и магнитоакустических эффектов, наблюдаемых в твердых телах, включает в себя круг явлений, происходящих у поверхности металла при падении на него электромагнитной волны и объединяемых общим понятием электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) [1—3]. Суть ЭМАП заключается в том, что в веществе, не обладающем ни пьезоэлектрическими, ни магнитострикционными свойствами, под действием электромагнитной волны возбуждаются ультразвуковые волны той же частоты (линейный отклик) и на кратных частотах (нелинейный отклик). Наличие границы металла, как места сосредоточения возбуждающей силы, имеет принципиальное значение. При однородном распределении силы задача сводится не к возбуждению акустических колебаний внутри металла, что, собственно, и составляет предмет настоящего сообщения, а к его перемещению как целого во внешней среде, т.е. к задаче о вибраторах и мембранах. (В каком-то смысле эти две задачи смыкаются при использовании ЭМАП для генерации ультразвука в полупроводниках и диэлектриках. В этом случае на границу непроводящего твердого тела наносится металлическая пленка с толщиной порядка глубины скин-слоя в металле, которая выступает в качестве источника (и приемника) акустических колебаний [79].)

Нетривиальность ЭМАП как физического явления определяется, на наш взгляд, рядом обстоятельств. Во-первых, электромагнитная волна, падающая на границу металла, возбуждает акустические колебания электрически нейтрального тела. В каждом элементе объема заряды электронов и ионов компенсируют друг друга, причем, поскольку радиус Дебая—Хюккеля электронной плазмы металла порядка или даже в несколько раз меньше межатомного расстояния, то компенсация эта весьма строга. Во-вторых, мы имеем дело именно с кругом явлений, поскольку число механизмов, обеспечивающих преобразование электромагнитных и акустических волн в металлах, велико. И, в-третьих, большинство эффектов, наблюдаемых при изучении чисто акустических свойств (затухания и скорости ультразвука) проявляются и иногда более ярко в ЭМАП [4, 5].

ЭМАП происходит обычно в условиях скин-эффекта, когда глубина скин-слоя δ значительно меньше размеров образца *d*. Часто это явление наблюдается по особенностям электродинамических характеристик образца при пространственном резонансе $d = n\lambda/2$, $n = 1, 3, \ldots$, когда на толщине пластины *d* укладывается полуцелое число длин волн ультразвука λ [6]. Записи таких резонансов [7], отвечающих возбуждению поперечного и продольного ультразвука $(n = 1)$ в монокристалле олова, приведены на рис. 1 и 2. Если ранг резонанса *n* невысок, то мы заведомо имеем дело с ситуацией, при которой λ существенно превосходит δ. Так как и λ, и δ даже в условиях аномального скин-эффекта значительно превосходят межатомное расстояние a, то принято ЭМАП рассматривать как объемное явление, специально выделяя локализованную на атомных расстояниях от границы поверхностную силу, если таковая существует

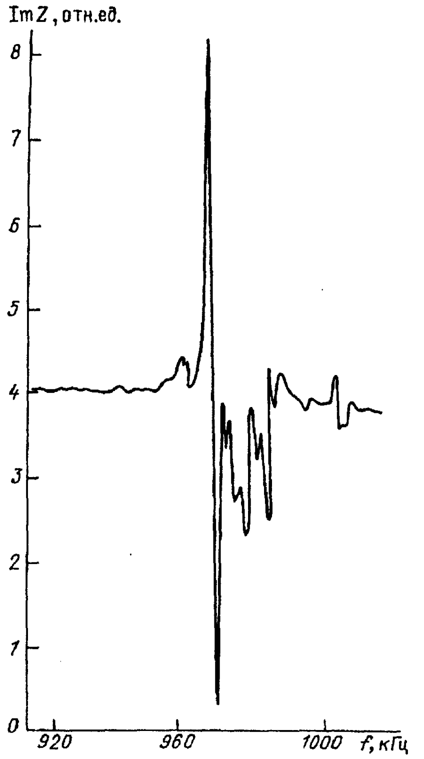

Рис. 1. Резонанс поперечного ультразвука в монокристалле олова [7]. $\mathbf{H}_0 \| \mathbf{k} \|$ [100], $H_0 = 70$ кЭ, $T = 4{,}2$ K, $d = 0{,}1$ см

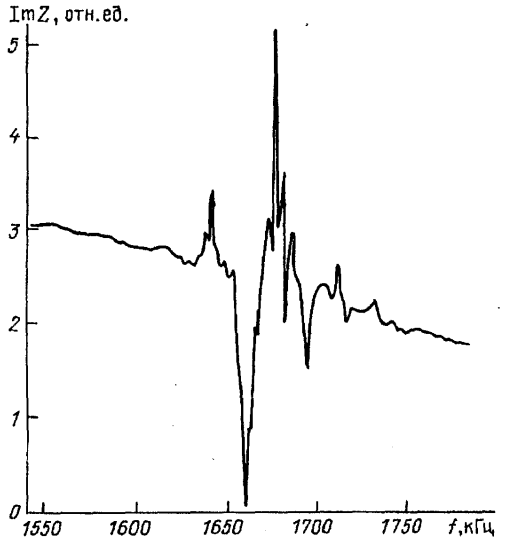

Рис. 2. Резонанс продольного ультразвука в монокристалле олова [7]. $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k} \|$ [100], $H_0 = 70$ кЭ, $T = 4{,}2$ K, $d = 0{,}1$ см

[8—10]. Ограничиваясь условием λ, $d \gg \delta$, удается получить компактные формулы для амплитуды возбуждаемого ультразвука в предположении, что возбуждающая сила имеет поверхностный характер. Подчеркнем: неравенство λ, $d \gg \delta$ ограничивает рассмотрение областью сравнительно низких частот $f \ll 1$ ГГц (см. раздел 7 обзора [1]).

2. Общее решение задачи. Вследствие высокой отражательной способности металла лишь небольшая доля энергии электромагнитных волн диссипируется в нем на глубине скин-слоя и, естественно, еще меньшая часть превращается в энергию акустических колебаний. В этой ситуации нет необходимости в самосогласованном решении задачи о возбуждении ультразвука. Расчет эффективности ЭМАП может быть проведен в два этапа. На первом из них, не учитывая связи между электромагнитными и ультразвуковыми колебаниями, можно вычислить все электродинамические и электронные характеристики металла при падении электромагнитной волны на поверхность и, зная их, рассчитать плотность силы $\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{f}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, действующей на кристаллическую решетку. На втором этапе знание возбуждающей ультразвук силы $\mathbf{f}(\mathbf{r}, f)$ позволяет решить акустическую задачу, т.е. вычислить поле смещений $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ в упругой волне. Упругое поле содержит как компоненты, сосредоточенные в пределах скин-слоя (или, в более общем случае, в пределах длины свободного пробега электронов), так и волну, бегущую от границы со звуковой скоростью. Амплитуду этой волны U_∞ мы будем считать основной характеристикой ЭМАП в задаче о генерации ультразвука в металле, занимающем полупространство $z > 0$. Символ "∞" при амплитуде фактически означает, что измерение этой величины производится на расстоянии, существенно превышающем глубину скин-слоя. Затухание ультразвука α можно учесть, заменив для данной частоты и поляризации U_∞ на $U_\infty \exp(-\alpha z)$.

В каждом направлении в кристалле распространяются три ультразвуковых волны со взаимно ортогональными поляризациями $\varkappa_i (i = 1, 2, 3)$ и со своими фазовыми скоростями S_i. Обозначая через $U_i(r)$ амплитуду волны i-го сорта, нетрудно убедиться, что эта величина удовлетворяет волновому уравнению с правой частью:

$$\Delta U_i(\mathbf{r}) + k_i^2 U_i = f_i(\mathbf{r})/\rho S_i^2,$$
$$f_i(\mathbf{r}) = \mathbf{f}(\mathbf{r})\vec{\varkappa}_i, \quad i = 1,2,3; \tag{1}$$

здесь $k_i = \omega/S_i$ — волновой вектор ультразвука, ρ — плотность металла, $f_i(\mathbf{r})$ есть проекция возбуждающей силы на вектор поляризации возбуждаемого ультразвука. Задача рассматривается в гармоническом приближении, множитель $e^{-i\omega t}$ опущен.

Мы ограничимся рассмотрением ЭМАП при нормальном падении электромагнитной волны на границу металлического полупространства. Тогда все величины зависят лишь от координаты z, совпадающей с нормалью к поверхности образца, а уравнения (1) упрощаются:

$$\frac{d^2 U_i(z)}{dz^2} + k_i^2 U_i(z) = \frac{f_i(z)}{\rho S_i^2}. \tag{2}$$

В дальнейшем индекс i мы будем опускать.

Ньютоновское граничное условие

$$U + D\frac{dU}{dz}\bigg|_{z=0} = 0 \tag{3}$$

позволяет исследовать генерацию ультразвука при механически закрепленной ($D=0$), при свободной границе металла ($D=\infty$) и в промежуточном случае. Первая из этих возможностей реализуется, в частности, в задаче об ЭМАП в проводящей жидкости, помещенной в контейнер из диэлектрика [11], или при возбуждении ультразвука в металлических пленках, нанесенных на диэлектрическую подложку [12—16]. Вторая возможность соответствует классической постановке эксперимента, когда электромагнитное поле создается катушкой индуктивности, расположенной у свободной границы металла [4, 5, 17—25]. Образец при этом закрепляется по боковым поверхностям (рис. 3), что не препятствует реализации преимуществ электромагнитного (бесконтактного) способа генерации и приема акустических колебаний.

С помощью функции Грина $G_D(z, z')$, удовлетворяющей граничному условию (3), имеем

$$U(z) = \frac{1}{\rho S^2}\int_0^\infty G_D(z, z')f(z')dz', \tag{4}$$

где

$$G_D(z, z') = -\frac{e^{ikz'}}{2ik}\times \left(\frac{1-ikD}{1+ikD}e^{ikz} - e^{-ikz}\right), \quad z<z',$$
$$= -\frac{e^{ikz}}{2ik}\times \left(\frac{1-ikD}{1+ikD}e^{ikz'} - e^{-ikz'}\right), \quad z>z'. \tag{5}$$

Это позволяет общее решение акустической части задачи записать в виде

$$U(z) = -\frac{1}{2i\rho S^2 k}\int_0^z \left[\frac{1-ikD}{1+ikD}e^{ikz'} - e^{-ikz'}\right]f(z')dz'e^{ikz} - \frac{1}{2i\rho S^2 k}\int_z^\infty \left[\frac{1-ikD}{1+ikD}e^{ikz} - e^{-ikz}\right]f(z')e^{ikz'}dz'. \tag{6}$$

Амплитуда упругой волны на больших расстояниях от границы определяется первым слагаемым:

$$U(z)\big|_{z\to\infty} = U_\infty e^{ikz}, \tag{7}$$

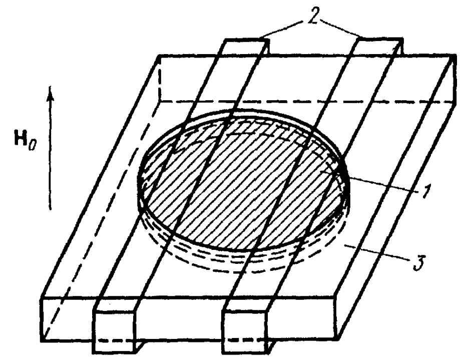

Рис. 3. Схема эксперимента по электромагнитному возбуждению и приему ультразвука в металлах. Образец *1*, охваченный катушками индуктивности *2*, размещается в держателе *3* из диэлектрика. В магнитном поле H_0, перпендикулярном поверхности, в образце возбуждаются сдвиговые колебания

где

$$U_\infty = \frac{1}{\rho S^2(1+ikD)}\int_0^\infty (D\cos kz - \frac{1}{k}\sin kz)f(z)dz. \tag{8}$$

Поверхностный характер силы ($\delta k << 1$) позволяет существенно упростить формулу (8):

$$U_\infty = \frac{1}{\rho S^2(1+ikD)}\int_0^\infty (D - z)f(z)dz. \tag{9}$$

Дальнейшее продвижение возможно лишь при уточнении вида плотности силы $f(z)$, действующей на кристаллическую решетку.

3. Природа сил. Как уже отмечалось, ЭМАП осуществляется несколькими механизмами, обеспечивающими трансформацию энергии одного вида колебаний (электромагнитных) в энергию колебаний другого вида (упругих смещений). Если ограничиться картиной ЭМАП в нормальном (несверхпроводящем и немагнитном) металле, исключить из рассмотрения нелинейные эффекты и выделить в особую статью термоупругий механизм ЭМАП [26], то плотность силы, действующей на кристаллическую решетку, можно представить в виде трех слагаемых

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^{ST} + \mathbf{f}^{L} + \mathbf{f}^{Def}, \tag{10}$$

каждое из которых отражает определенную специфическую особенность динамики электронного газа. Так, первое из них — сила Стюарта—Толмена

$$\mathbf{f}^{ST} = \frac{m}{e}\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -\frac{i\omega m}{e}\mathbf{j} \tag{11}$$

(где m и e — масса и заряд электрона, ω — частота, $\mathbf{j}$ — плотность тока) — обусловлено неинерциальным движением кристаллической решетки и, в конечном счете, выражается в терминах временной дисперсии проводимости. Особенностью этого механизма ЭМАП служит тот факт, что в формулу (11) входит истинная масса электрона m. Кроме того, величина инерционной силы пропорциональна частоте падающей электромагнитной волны, что также служит "меткой" стюарт-толменовского механизма трансформации.

Вторая компонента возбуждающей силы — сила Лоренца

$$\mathbf{f}^{\mathrm{L}} = [\mathbf{j}\mathbf{H}_0]/c \qquad (12)$$

проявляется лишь в присутствии постоянного магнитного поля H_0, что является "меткой" лоренцева механизма трансформации. Обратим внимание на то, что f^{ST} и f^{L} ортогональны друг другу. Это может иметь значение при выявлении роли инерционной силы в ЭМАП.

Наконец, $\mathrm{f}^{\mathrm{Def}}$ — плотность деформационной силы — вектор с компонентами

$$f_i^{\mathrm{Def}} = \partial\langle\lambda_{ik}\chi\rangle/\partial x_k; \qquad (13)$$

здесь угловые скобки $\langle\ldots\rangle$ означают интегрирование по поверхности Ферми

$$\langle\ldots\rangle = \frac{2}{(2\pi h)^3}\int\limits_{\varepsilon=\varepsilon_{\mathrm{F}}} \ldots \frac{\mathrm{d}S}{v},$$

$\mathrm{d}S$ — элемент площади на поверхности Ферми ε_{F}, $\mathbf{v}$ — скорость электрона, λ_{ik} — тензор деформационного потенциала для свободных электронов (в модели Друдэ—Лоренца—Зоммерфельда), равный mv_iv_k, $(\partial F/\partial\varepsilon)\chi(\mathbf{p}, z)$ — неравновесная добавка к функции Ферми F, которая должна быть найдена из решения соответствующего кинетического уравнения. Деформационная сила обусловлена непосредственной передачей решетке квазиимпульса, полученного электронами от электрического поля волны. Эта "передача" происходит в среднем на расстоянии длины свободного пробега l от места его "получения". Длина свободного пробега электронов зависит от температуры, а тем самым зависит от температуры и величина деформационной силы.

Соотнесение трех основных механизмов ЭМАП (инерционного, индукционного и деформационного) трем внешним параметрам задачи (частоте, магнитному полю и температуре) не следует воспринимать буквально. Ясно, что от частоты будут зависеть эффективности индукционного и деформационного механизмов, а от магнитного поля эффективность деформационного взаимодействия. Такая схема деления источников силы важна, скорее, в качестве основы, на которой базируется дальнейший анализ ЭМАП, происходящего на границе металла.

Условность представления силы, действующей на решетку, в виде трех слагаемых четко видна при использовании модели свободных электронов, когда при очень общих предположениях об интеграле столкновений в кинетическом уравнении, полная плотность силы может быть записана как

$$\mathbf{f} = ne(\mathbf{E} - \mathbf{j}/\sigma), \qquad (14)$$

где n — концентрация электронов, $\mathbf{E}$ — плотность электрического поля, а σ — удельная статическая проводимость. Эта простая формула ясно демонстрирует происхождение ЭМАП. Видно, что при $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ плотность возбуждающей силы обращается в нуль, а это, в свою очередь, возможно лишь в отсутствие временной и пространственной дисперсии проводимости, а также если проводимость не зависит от постоянного магнитного поля.

Естественно, каждое из слагаемых формулы (10) может быть "восстановлено" из формулы (14), причем нетрудно сформулировать условия, когда формула (14) преобразуется в одно из трех слагаемых формулы (10). Так, для того чтобы формула (14) совпала с формулой (11) надо учесть только временную дисперсию проводимости. Для совпадения (14) с (12) необходимо при вычислении напряженности электрического поля Е исходить из того, что (по модели Друдэ—Лоренца—Зоммерфельда) при $H_0 \neq 0$ тензор сопротивлений $\hat{\rho}$ в системе координат, связанной с H_0, имеет вид

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho & H_0/nec & 0 \\ -H_0/nec & \rho & 0 \\ 0 & 0 & \rho \end{pmatrix}, \qquad (15)$$
$$\rho = 1/\sigma.$$

Наконец, для совпадения (14) с (13) плотности электрического поля $\mathbf{E}$ и тока j надо вычислять по теории аномального скин-эффекта при $H_0 = 0$ и в отсутствие временной дисперсии проводимости ($\omega\tau \to 0$).

Мы столь подробно остановились на свойствах модели Друдэ—Лоренца—Зоммерфельда, поскольку можно предполагать, что она применима к металлам типа калия, у которых поверхность Ферми — сфера. Если это так, то основная характеристика ЭМАП U_∞ должна выражаться в электродинамических терминах и как бы вовсе не содержать параметров, описывающих взаимодействие электронов со звуком. Взаимодействие электронов с решеткой, необходимое для ЭМАП, при этом не "выбрасывается": конечная длина свободного пробега, а значит, и конечные проводимость и сопротивление — результат взаимодействия электронов с решеткой, которой электроны передают импульс, приобретенный от электрического поля. Тождественность формулы (14) и формул

(10) — (13) в отсутствие связи электронов с идеальной кристаллической решеткой достигается благодаря тому, что в модели Друдэ—Лоренца—Зоммерфельда тензор деформационного потенциала λ_{ik}, как мы уже отмечали, вырождается в бивектор mv_iv_k, описывающий перенос импульса по кристаллу.

4. ЭМАП. Инерционное и индукционное взаимодействия. Общей чертой стюарт-толменовского и лоренцева взаимодействий служит то, что они оба выражаются через плотность переменного тока, наводимого электромагнитной волной в скин-слое. Если генерация ультразвука происходит за счет этих взаимодействий, то согласно формулам (1), (8), (11) и (12)

$$U_\infty = \frac{1}{\rho S^2(1+ikD)} \times$$

$$\times \int_0^\infty (D-z)\left(\frac{1}{c}\,[\mathbf{H}_0\vec{\varkappa}] - \frac{i\omega m}{e}\,\vec{\varkappa}\right)\mathbf{j}(z)\,\mathrm{d}z. \qquad (16)$$

Напомним, что $\vec{\varkappa}$ — единичный вектор поляризации возбуждаемой звуковой волны.

Эту формулу с помощью уравнений Максвелла можно преобразовать, не делая никаких предположений о характере проводимости. Для этого, учитывая, что $j_z \equiv 0$, используем значения двух интегралов

$$\int_0^\infty \mathbf{j}(z)\,\mathrm{d}z = \frac{c}{4\pi}\,[\hat{\mathbf{z}}\mathbf{H}], \qquad (17)$$

$$\int_0^\infty z\mathbf{j}(z)\,\mathrm{d}z = -\frac{c^2}{4\pi i\omega}\,\mathbf{E} =$$

$$= -\frac{c^2}{4\pi i\omega}\,\hat{Z}[\mathbf{H}\hat{\mathbf{z}}], \qquad (18)$$

где $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ — напряженности магнитного и электрического полей в волне на границе металла ($z = 0$), $\hat{Z}$ — тензор поверхностного импеданса проводящего полупространства, $\hat{\mathbf{z}}$ — единичный вектор вдоль оси z, а $\hat{Z}[\mathbf{z}, \mathbf{H}]$ — вектор с компонентами $Z_{\alpha\beta}[z, \mathbf{H}]_\beta$, $\alpha, \beta \equiv x, y$. (Приведем цепочку равенств — следствий уравнений Максвелла $\operatorname{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}/c$, $\operatorname{rot}\mathbf{E} = i\omega\mathbf{H}/c$:

$$\int_0^\infty zj_x(z)\,\mathrm{d}z = \frac{c}{4\pi}\int_0^\infty z\operatorname{rot}_x H\,\mathrm{d}z =$$

$$= -\frac{c}{4\pi}\int_0^\infty z\frac{\mathrm{d}H_y}{\mathrm{d}z}\,\mathrm{d}z = \frac{c}{4\pi}\int_0^\infty H_y(z)\,\mathrm{d}z =$$

$$= \frac{c^2}{4\pi i\omega}\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}E_x(z)}{\mathrm{d}z}\,\mathrm{d}z = -\frac{c^2}{4\pi i\omega}\,E_x(0).)$$

Таким образом,

$$U_\infty = \frac{mc}{4\pi e\rho S^2}\,\frac{1}{1+ikD}\left([\vec{\omega}_c\vec{\varkappa}] - i\omega\vec{\varkappa}\right) \times$$

$$\times \left(D[\hat{\mathbf{z}}\mathbf{H}] + \frac{ic}{\omega}\,\hat{Z}[\hat{\mathbf{z}}\mathbf{H}]\right), \qquad (19)$$

где $\vec{\omega}_c = e\mathbf{H}/mc$ — циклотронная частота свободного электрона. Последняя формула представляется очень важной, особенно при $D = \infty$. Как оказалось, основная характеристика ЭМАП — амплитуда возбужденной звуковой волны U_∞ — при механически свободной границе ($D = \infty$) не зависит от электродинамических характеристик проводника, а определяется значением внешнего магнитного поля H_0 и магнитного поля волны на поверхности образца H, а также его акустическими свойствами (λ, ρ, S).

Применимость условия механически свободной границы означает, что $kD \gg 1$ (или $D \gg \lambda$). Заметим, что при поверхностном характере возбуждающей звук силы (случай, который мы рассматриваем) неравенство $D \gg \lambda$ позволяет в формуле (19) пренебречь слагаемым, содержащим импеданс, так как

$$\delta = |cZ/i\omega| \qquad (20)$$

вне зависимости от механизма проводимости, а мы считаем, что $\delta \ll \lambda$.

Если $\omega_c \gg \omega$, то амплитуда звука, возбуждаемого стюарт-толменовской силой (U_∞^{ST}), мала по сравнению с U_∞^{L} — амплитудой звука, возбуждаемого лоренцевой силой. Последней можно придать удобный для оценок вид:

$$|U_\infty^{\mathrm{L}}| = \frac{\lambda\!\!\!^-}{4\pi\rho S^2}\,[\mathbf{H}_0\vec{\varkappa}][\mathbf{H}\hat{\mathbf{z}}],$$

$$\lambda\!\!\!^- = \frac{S}{\omega},\quad D = \infty. \qquad (21)$$

Видно, что в тех же условиях

$$|U_\infty^{\mathrm{ST}}| \sim (\omega/\omega_c)\,|U_\infty^{\mathrm{L}}|. \qquad (22)$$

Из формулы (19) с использованием выражения для поверхностного импеданса легко установить предпочтительность для ЭМАП свободной поверхности металла по сравнению с закрепленной. Действительно, согласно (20)

$$\frac{U_\infty|_{D=0}}{U_\infty|_{D=\infty}} \sim \frac{\delta}{\lambda} \ll 1. \qquad (23)$$

5. ЭМАП. Деформационное взаимодействие. Перейдем теперь к рассмотрению деформационной силы (13). Компоненты тензора деформационного потенциала — четные функции квазиимпульса $\mathbf{p}$ ($\lambda_{ik}(-\mathbf{p}) = \lambda_{ik}(+\mathbf{p})$). Без учета аномальности скин-эффекта неравновесная добавка к функции распределения электронов проводимости — нечетная функция квазиимпульса. Это означает, что в условиях строго нормального скин-эффекта $l \ll \delta$ деформационная сила обращается в нуль (см. (13)). Для вычисления амплитуды ультразвука, возбуждаемого деформационной силой, необходимо учитывать конечность длины свободного пробега l, даже если она мала по сравнению с глубиной скин-слоя δ. Таким образом, в задаче наряду с макроскопическими параметрами размерности длины — глубиной скин-слоя δ и длиной упругой волны λ — появляется микроскопический параметр l, который, в принципе, может находиться в любом соотношении с λ и δ. Это обстоятельство заставляет отдельно рассмотреть случай ЭМАП, обусловленного деформационной силой.

Как уже отмечалось, полная деформационная сила, действующая на металл, равна нулю, т.е.

$$\int_0^\infty \mathbf{f}^{\mathrm{Def}}(z)\mathrm{d}z = 0. \tag{24}$$

Из выражения для деформационной силы (13) видно, что условие (24) может выполняться автоматически, если вследствие граничных условий для функции $\chi(\mathbf{p}, z)$ имеет место равенство

$$\langle \lambda_{iz}(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}, 0)\rangle = 0. \tag{25}$$

Если это не так, то непосредственно на границе металла в слое толщиной порядка межатомного расстояния, где электрон испытывает рассеяние, существенно отличающееся от объемного, сосредоточена поверхностная сила $\mathbf{f}^{\mathrm{S}}$ [8—10, 27, 28]. По-видимому, выражение для $\mathbf{f}^{\mathrm{S}}$ можно вывести, рассмотрев взаимодействие электронов с границей. Такой вывод нам, однако, неизвестен, хотя взаимодействие электронов с границей образца неоднократно рассматривалось при выводе граничного условия для функции χ. Дело в том, что в микроскопическом выводе фактически нет необходимости, поскольку точная зависимость f^{S} от координат не существенна. Можно, например, принять, что

$$\mathbf{f}^{\mathrm{S}} = \mathbf{A}\exp(-z/a) \tag{26}$$

и подобрать множитель так, чтобы выполнялось условие (24):

$$\mathbf{A} = \langle\vec{\lambda}(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}, 0)\rangle/a; \tag{27}$$

здесь $\vec{\lambda}$ — вектор с компонентами λ_{iz} ($i = x, y, z$). Тогда для плотности деформационной силы вместо выражения (13) надо использовать формулу

$$\mathbf{f}^{\mathrm{Def}}(z) = \frac{\partial}{\partial z}\langle\vec{\lambda}(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}, z)\rangle + \\ + \frac{1}{a}\langle\vec{\lambda}(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}, 0)\rangle \exp\left(-\frac{z}{a}\right), \tag{27'}$$

а для того чтобы перейти к макроскопическому пределу в полученных выражениях параметр a необходимо устремить к нулю.

Своеобразная координатная зависимость деформационной силы требует вывести заново формулу, аналогичную формуле (7). Обозначим

$$\langle\vec{\varkappa}\vec{\lambda}(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}, z)\rangle = \varphi(z). \tag{28}$$

Тогда

$$f^{\mathrm{Def}} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\varphi - \varphi(0)\exp(-z/a)\right].$$

Подставляя это выражение в формулу (8) и переходя к пределу ($a \to 0$), получим

$$U_\infty = \frac{1}{\rho S^2(1 + ikD)} \times \\ \times \int_0^\infty (kD\sin kz + \cos kz)\varphi(z)\mathrm{d}z. \tag{29}$$

Формулами (28) и (29) мы будем пользоваться в дальнейшем.

Деформационный механизм возбуждения звука рассматривался неоднократно [2, 3, 29—38]. Следует, однако, иметь в виду, что до настоящего времени нет последовательной микроскопической теории этого явления, применимой к металлам с произвольной формой поверхности Ферми. Во-первых, нам мало что известно о тензоре деформационного потенциала. В частности, нет измерений компонент этого тензора, хотя именно они (усредненные по поверхности Ферми) определяют электронную часть поглощения звука металлом, которая не зависит от диссипативных характеристик электронов проводимости в пределе $kl \gg 1$, и поэтому может быть использована для экспериментального определения компонент λ_{ik} металла с известной поверхностью Ферми. Во-вторых, нет решения задачи о скин-эффекте металла со сложной поверхностью Ферми за пределами τ-приближения, так что нельзя вычислить U_∞ при различных значениях kl.

В настоящей работе, по традиции, мы ограничимся решением максимально упрощенной задачи. Так, будем полагать, что функция χ удовлетворяет кинетическому уравнению в τ-приближении ($\omega\tau \ll 1$, $\mathbf{H}_0 = 0$), т.е.

$$v_z\frac{\partial\chi}{\partial z} + \frac{\chi}{\tau} = e\mathbf{v}\mathbf{E}. \tag{30}$$

Взаимодействие с границей описывается условием Фукса

$$\chi(\mathbf{p}, 0)\big|_{v>0} = Q\chi(\mathbf{p}, 0)\big|_{v<0}, \tag{31}$$

где Q — параметр зеркальности ($0 \le Q \le 1$), а в глубине металла

$$\chi(\mathbf{p}, z)\big|_{v<0}. \tag{32}$$

Наиболее существенное ограничение связано с геометрией задачи и структурой деформационного потенциала. Пусть ось z (а точнее p_z) есть ось симметрии поверхности Ферми металла. Примем, что деформационный тензор имеет структуру типа бивектора $\tilde{m}v_iv_k$. Скалярный множитель $\tilde{m}$ размерности массы (его часто называют эффективной массой электрон-фононного взаимодействия) будем считать феноменологической константой задачи.

Функция $\chi = \chi(\mathbf{p}, z)$ зависит не непосредственно от квазиимпульса $\mathbf{p}$, а от компонент скорости $\mathbf{v}$. Мы примем: геометрия задачи позволяет утверждать равенство нулю интегралов по поверхности Ферми типа $\langle v_xv_z\rangle$ и т.п. (см. по этому поводу [39]). В частности, это означает, что при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность металла, занимающего полупространство $z > 0$ не только $j_z \equiv 0$, но и $E_z \equiv 0$.

Согласно формулам (30)—(32), выбрав ось x вдоль направления поляризации напряженности электрического поля в электромагнитной волне, имеем

$$\chi(\mathbf{p}, z) = e\int_z^\infty \frac{v_xE_x(z)}{|v_z|}\times \exp\left(-\frac{z'-z}{\tau|v_z|}\right)dz',\ v_z<0,$$
$$= e\int_0^z \frac{v_xE_x(z')}{|v_z|}\times \exp\left(-\frac{z-z'}{\tau|v_z|}\right)dz' + eQ\int_0^\infty \frac{v_xE_x(z')}{|v_z|}\times \exp\left(-\frac{z'+z}{\tau|v_z|}\right)dz',\ v_z>0. \tag{33}$$

Используя формулы (14) и (28), легко убедиться, что при наших предположениях о геометрии задачи деформационная сила возбуждает только такую волну, которая имеет отличную от нуля проекцию вектора поляризации ультразвука $\vec{\varkappa}$ на ось x. Заведомо это так для поперечной относительно оси z звуковой волны в упруго-изотропном теле. Тогда $\vec{\varkappa}\vec{\lambda}$ есть $\lambda_x = mv_xv_z$. Именно этот случай мы и будем рассматривать. При вычислении U_∞ по формуле (29) (см. также (28) и (32)) интегрирование по поверхности Ферми будем производить отдельно по той части, где $v_z > 0$ и где $v_z < 0$, т.е. будем использовать то обстоятельство, что $\langle\ldots\rangle = \langle\ldots\rangle_+ + \langle\ldots\rangle_-$.

Каждой точке P на поверхности Ферми с $v_z<0$ можно поставить во взаимно однозначное соответствие точку P' на поверхности Ферми, где $v_z > 0$, причем $v_x(P') = +v_x(P)$, а $v_z(P') = -v_z(P)$. Это соответствие, являющееся следствием нашего предположения о геометрии задачи, позволяет от интегрирования по поверхности Ферми перейти к интегрированию по той ее части (половине), где $v_z > 0$. Учитывая сказанное, нетрудно получить

$$U_\infty^{\mathrm{Def}} = \frac{e}{\rho S^2(1+ikD)}\left\{k^2D\left[\left\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\right\rangle_+\times \int_0^\infty E_x(z)\cos kz\,dz + (Q-1)\left\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\times \int_0^\infty E_x(z)\exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)dz\right\rangle_+\right] + (Q-1)\left\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\right\rangle_+E_x(0) + \frac{i\omega}{c}\left[(Q+1)\left\langle\frac{mv_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\times \int_0^\infty H_y(z)\exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)dz\right\rangle_+ - 2\left\langle\frac{mv_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\right\rangle_+\int_0^\infty H_y(z)\cos kz\,dz\right]\right\}. \tag{34}$$

Полученные формулы удобны для оценок и качественных выводов. Предельные переходы к механически свободной границе ($D\to\infty$) и к закрепленной ($D = 0$), к зеркальному отражению ($Q = 1$) и диффузному ($Q = 0$) очевидны. Надо только учесть, что $E_x(z)$ и $H_y(z)$ в условиях аномального скин-эффекта зависят от характера отражения электрона и, строго говоря, при $Q = 0$ и при $Q = 1$ в формулу (34) надо подставлять разные функции $E_x(z)$ и $H_y(z)$. Различием электрического и магнитного полей в зависимости от значения параметра Фукса Q мы будем пренебрегать, так как глубина проникновения полей, по-видимому, не очень чувствительна к значению этого параметра.

Обилие параметров заставляет отдельно рассмотреть случаи механически свободной ($D = \infty$) и закрепленной ($D = 0$) границы, причем в дальнейшем мы большее внимание уделим случаю $D = \infty$ (как правило, возбуждение звука осуществляется в проводнике со свободной границей [6, 40—42]):

$$U_\infty^{\mathrm{Def}}\Big|_{D=\infty} = -\frac{iek}{\rho S^2}\left\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\times \int_0^\infty\left[\cos kz + (Q-1)\times\right.\right.$$

$$\times \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)\Big]E_x(z)\mathrm{d}z\Big\rangle_+, \qquad (35)$$

$$U_\infty^{\mathrm{Def}}\big|_{D=0} = \frac{e}{\rho S^2}\Big\{(Q-1)\Big\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\Big\rangle_+ E_x(0) + {}$$
$$+\frac{i\omega}{c}\Big\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\int\limits_0^\infty\Big[(Q+1)\exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right) - {}$$
$$-2\cos kz\Big]H_y(z)\mathrm{d}z\Big\rangle_+\Big\}. \qquad (36)$$

В начале статьи и в ее названии мы декларировали поверхностный характер явления ЭМАП при $k\delta < 1$. Формулы (35) и (36) показывают, что при возбуждении звука деформационной силой (13), строго говоря, поверхностной силу можно считать лишь тогда, когда λ не только больше δ, но и больше длины пробега l, т.е. $kl \ll 1$. Противоположный предельный случай ($kl \gg 1$), часто встречающийся в условиях аномального скин-эффекта ($l \gg \delta$), также очень интересен. Поэтому мы будем считать, что возможны любые значения kl.

В задаче три параметра размерности длины: длина волны звука, глубина проникновения электромагнитной волны и длина свободного пробега, причем надо помнить, что при нормальном и аномальном скин-эффектах глубины проникновения δ различны:

$$\delta \approx \delta_n = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2},\ l \ll \delta_n,$$
$$\approx (l\delta_n^2)^{1/3},\ l \gg \delta \gg \delta_n. \qquad (37)$$

По предположению $\lambda \gg \delta$. Длина свободного пробега l может иметь любое значение:

1) $\lambda \gg \delta_n \gg l,\ \omega\tau \ll S^2l^2/v_F^2\delta_0^2,\ \delta_0^2/l^2,$

2) $\lambda \gg l \gg (l\delta_n^2)^{1/3},\ S/v_F \gg \omega\tau \gg \delta_0^2/l^2,$

3) $l \gg \lambda \gg (l\delta_n^2)^{1/3},\ \omega\tau \gg S/v_F,\ \delta_0^2/l^2.$

В каждой строке выписаны условия, которым должна удовлетворять частота электромагнитной волны (τ — время релаксации электронного газа, $\delta_0 = c/\omega_0$, $\omega_0^2 = 4\pi ne^2/m^*$—квадрат плазменной частоты, v_F — фермиевская скорость, n — плотность электронов проводимости, m^* — их эффективная масса). Для оценок мы исходили из теории Друде—Лоренца—Зоммерфельда. Все выписанные неравенства не нарушают условия квазистатики $\omega\tau \ll 1$.

Условие $\delta \ll \lambda$ позволяет в формуле (35) $\cos kz$ заменить единицей. Тогда

$$U_\infty^{\mathrm{Def}} = -\frac{iek}{\rho S^2}\Big\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\times$$
$$\times\int\limits_0^\infty\Big[1+(Q-1)\exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)\Big]\times$$
$$\times E_x(z)\mathrm{d}z\Big\rangle_+. \qquad (38)$$

Интегралы, содержащие $\exp(-z/\tau v_z)$, существенно зависят от характера скин-эффекта. Поскольку они усредняются по поверхности Ферми и видно, что $v_z = 0$ усреднением не выделено, можно считать, что $v_z\tau \sim l$. Поэтому при нормальном скин-эффекте

$$\int\limits_0^\infty \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)E_x(z)\mathrm{d}z \approx \tau v_z E_x(0), \qquad (39)$$

а при аномальном скин-эффекте

$$\int\limits_0^\infty \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)E_x(z)\mathrm{d}z \approx$$
$$\approx \int\limits_0^\infty E_x(z)\mathrm{d}z \approx E_x(0)\delta. \qquad (40)$$

Из (38)—(40) имеем

$$U_\infty^{\mathrm{Def}}\big|_{D=\infty} \approx -\frac{iek\delta}{\rho S^2}\Big\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\Big\rangle_+ E_x(0)\times$$
$$\times 1,\ l \ll \delta,$$
$$\times Q,\ l \gg \delta. \qquad (41)$$

Случай полностью диффузного отражения электронов границей металла ($Q = 0$) требует, конечно, более детального рассмотрения. Может показаться непоследовательным использовать формулы нормального скин-эффекта при вычислении U_∞^{Def}. Вывод формулы (34) показывает: если для $E_x(z)$ и $H_y(z)$ использовать выражения, справедливые в условиях нормального скин-эффекта, то получающиеся выражения суть результат метода последовательных приближений по отношению l/δ, причем первый неисчезающий член разложения пропорционален l^2.

Формула (41) описывает линейный звуковой отклик металла. Видно, что величина эффекта определяется усредненным значением xz-компоненты тензора деформационного потенциала

$$\Big\langle\tau^2\frac{\lambda_{xz}v_xv_z}{1+(k\tau v_z)^2}\Big\rangle_+ = \Big\langle\frac{\tilde{m}v_x^2(\tau v_z)^2}{1+(k\tau v_z)^2}\Big\rangle_+.$$

Это выражение (и ему аналогичные) открывают возможность определения роли локальной геометрик поверхности Ферми в ЭМАП, однако подробное выяснение этого вопроса до сих пор не проводилось. Причина, по-видимому, в отсутствии соответствующих экспериментальных данных. Если (для оценки) считать поверхность Ферми сферической, то

$$\begin{aligned}&\langle\ldots\rangle_+ \approx n\frac{\widetilde{m}}{m^*}l^2\Phi(kl),\\ &\Phi(kl) \approx 1,\ kl \ll 1,\\ &\qquad \approx (kl)^{-2},\ kl \gg 1.\end{aligned} \tag{42}$$

Отсюда и из (41), считая $Q \sim 1$, получим формулу, демонстрирующую суть явления:

$$\left|U_{\infty}^{\mathrm{Def}}\right|_{D=\infty} \approx l\frac{eE_x(0)l}{\rho S^2}n\frac{\widetilde{m}}{m^*}\frac{\delta}{\lambda}\Phi(kl). \tag{43}$$

Для численных оценок удобно заменить $E_x(0)$ на $ZH_y(0)$ и заметить, что $\delta \sim cZ/\omega$.

Сравнение формулы (36) с формулой (41) показывает, что формула (36) не содержит множителя δ/λ, что делает случай закрепленной границы ($D = 0$), по-видимому, более благоприятным для наблюдения деформационного механизма ЭМАП (по крайней мере, при $Q \sim 1$). Однако нам кажется, это утверждение требует более тщательного анализа, учитывающего структуру электрического поля при различных значениях параметра Q.

6. Современное состояние эксперимента. К настоящему времени генерация ультразвука под действием силы Стюарта—Толмена в нормальных металлах, по-видимому, не наблюдалась. Такой эксперимент, несомненно, имел бы принципиальное значение, поскольку в инерционном механизме ЭМАП электрон должен выступать как частица с "истинной" массой m, а не с эффективной массой m^* той или иной природы. Вопрос о проявлении этого механизма трансформации в экспериментах по изучению поверхностного импеданса сверхпроводников на сверхвысоких частотах [43—47] выходит за рамки данного сообщения и требует, по сути, отдельного рассмотрения. Что касается генерации ультразвука под действием силы Лоренца, то этот вопрос, напротив, изучен во всех деталях (см., например, обзоры [1, 48—50] и цитированную в них литературу) и в настоящее время индукционный механизм трансформации выступает, главным образом, в качестве основы бесконтактного метода исследования упругих свойств твердых тел и в практических приложениях (см., например, монографии [51, 52] и цитированную в них литературу). В качестве примера использования ЭМАП в физическом эксперименте на рис. 4 приведены записи квантовых осцилляции поверхностного импеданса монокристалла олова [7]. Видно, что на частоте установления стоячей упругой волны на толщине пластины амплитуда наблюдаемых осцилляции на порядок превосходит амплитуду генерации на нерезонансных частотах. Резонансные особенности поверхностного импеданса, типа показанных на рис. 1 и 2, можно использовать также для изучения квантовых осцилляции скорости и затухания ультразвука [23, 41]. Для этого образец с охватывающими его катушками должен быть включен в цепь положительной обратной связи автогенератора [42]. Частота и амплитуда генерации такого прибора задаются частотой и добротностью акустического резонанса в пластине, а те, в свою очередь, определяются скоростью S и затуханием α ультразвука в металле. Записи квантовых осцилляции S и α в монокристалле олова показаны на рис. 5. Бесконтактные методики — ЭМАП принадлежит к их числу — дают наиболее достоверную информацию о таком тонком физическом явлении, как квантовые осцилляции упругих свойств металлов. В традиционном подходе к проведению акустических измерений именно наличие контакта между образом и преобразователем, неизбежно приводящее к деформации приповерхностно-

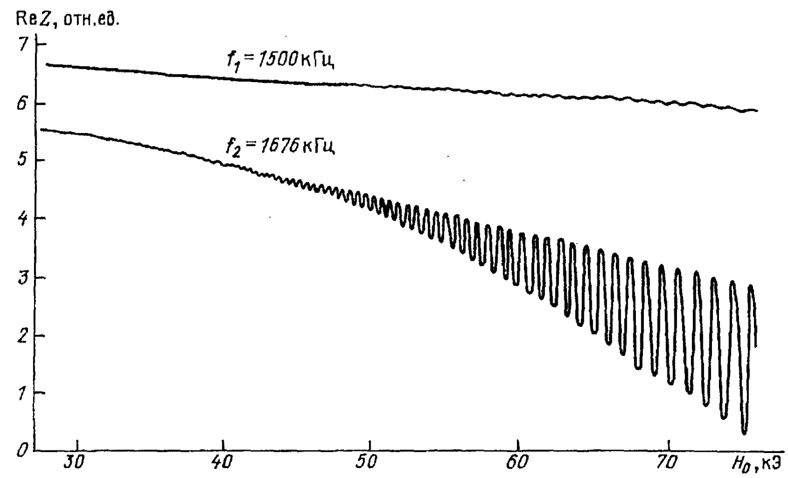

Рис. 4. Квантовые осцилляции действительной части поверхностного импеданса монокристалла олова на нерезонансной частоте (f_1= 1500 кГц) и на частоте установления стоячей звуковой волны в пластине (f_2 = 1676 кГц) [7]

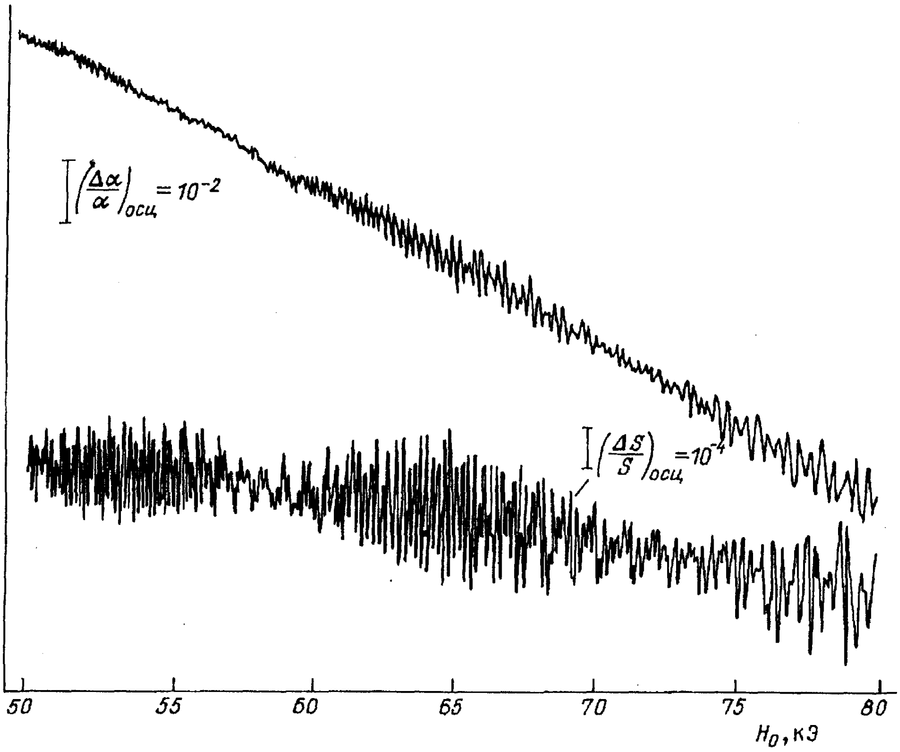

Рис. 5. Квантовые осцилляции скорости S и затухания α ультразвука в монокристалле олова [42]

го слоя, сказывается на воспроизводимости результатов эксперимента.

Наибольший интерес, как явление непосредственно отражающее особенности динамики электронного газа, представляет ЭМАП за счет деформационного взаимодействия. Из анализа этого механизма трансформации следует, что генерация ультразвука в отсутствие постоянного магнитного поля имеет место при любых частотах (мы ограничиваемся здесь квазистатикой $\omega\tau \ll 1$) и температурах, причем величина эффекта, с одной стороны, определяется связью электронов с фононами (тензор λ_{ik} по своему смыслу есть фонтанный заряд электрона), а с другой стороны, соотношениями между параметрами размерности длины: глубиной скин-слоя δ, длиной упругой волны λ и длиной свободного пробега электронов l. Роль нелокальных взаимодействий быстро возрастает с увеличением l и достигает экспериментально измеримых значений с переходом в режим аномального скин-эффекта. Этим определяется постановка эксперимента по изучению деформационного механизма ЭМАП: измерения должны проводиться на образцах высокого качества при низких температурах на возможно более высоких частотах. Такие измерения проводились на полуметаллах — висмуте [4, 18, 53—56] и сурьме [57], и на многих металлах — олове [5, 58, 59], галлии [60], алюминии [61, 62], вольфраме [63—65], калии [66—72] и т.д. Мы не ставим своей целью дать полную картину современного состояния эксперимента и приведем здесь лишь несколько примеров экспериментальных исследований, в которых проявились основные черты деформационного механизма ЭМАП.

Висмут. Особенности проявления деформационного механизма электромагнитного возбуждения ультразвука в полуметаллах обусловлены спецификой их электронного спектра. Поверхность Ферми полуметаллов состоит из электронных и дырочных долин, расстояние между которыми в **p**-пространстве существенно больше их размеров. При низких температурах равновесное распределение носителей в каждой долине устанавливается за время гораздо меньшее, чем время установления равновесия между долинами. При падении электромагнитной волны на поверхность полуметалла равновесное распределение носителей в нем — как внутри каждой долины, так и между долинами — нарушается. Это означает, что при сохранении электронейтральности всей системы концентрации электронов, принадлежащих отдельным долинам, могут изменяться. Эта специфическая для полуметаллов неравновесность, связанная с возникновением градиентов концентрации носителей, приводит к появлению деформационной силы. Наиболее ярко специфика ЭМАП в полуметаллах проявилась при изучении гигантских квантовых осцилляции затухания ультразвука и эффективности преобразования в висмуте [4]. Записи этих величин приведены на рис. 6. Эффективность трансформации η, определяемая как отношение потока энергии в возбуждаемой упругой волне к потоку энергии в падающей электромагнитной волне, пропорциональна квадрату амплитуды ультразвука U_∞ Оказалось, что, во-первых, на полевой зависимости эффективности трансформации наблюдаются дополнительные особенности — удвоение периода осцилляции и, во-вторых, относительная величина эффекта в осцилляциях эффективности на порядок превышала величину эффекта в осцилляциях затухания α. Объяснение этих явлений содержится в [73].

Олово. Температурные зависимости амплитуды генерации U_∞ и затухания α поперечного ультразвука в монокристалле олова [5], представленные на рис. 7, указывают на тесную связь ЭМАП с акустическими характеристиками металлов. При низких температурах (для данного эксперимента — это $T \le 8$ K) U_∞ и α практически не зависят от температуры, так как длина свободного пробега в этой области определяется рассеянием электронов на примесях. С повышением температуры в процессы рассеяния включаются тепловые фононы, и при $T \ge 8$ K графики $\alpha(T)$ и $U_\infty(T)$ описываются степенными зависимостями типа T^{-n}. Для α показатель степени $n = 3{,}3 \pm 0{,}1$, а для U_∞ — $n = 6{,}5 \pm 0{,}1$. Таким образом, в исследованном температурном интервале $U_\infty \sim \alpha^2$, а если предположить [74], что затухание изменяется пропорционально длине свободного пробега, то $U_\infty \sim l^2$. Параметры исследованного образца характеризовались следующими значениями: в нормальном состоянии вблизи перехода в сверхпроводящее состояние ($T_c = 3{,}72$ K) $l = 1{,}7 \cdot 10^{-3}$ см, толщина скин-слоя на частоте $f = 16$ МГц, $\delta = 4 \cdot 10^{-5}$ см. Параметр kl возрастает от 0,04 при $T = 15$ K до 1 при $T = T_c$, тогда как $k\delta$ уменьшается от 0,04 при $T = 15$ K до 0,02 при $T = T_c$. Таким образом, в проведенном эксперименте $kl \le 1$, а $k\delta << 1$. Случай, реализованный в эксперименте, качественно соответствует формуле (43), согласно которой $U_\infty \sim l^2$, если использовать верхнюю строку формулы (42).

Алюминий. Возбуждение поперечного ультразвука в алюминии в области сравнительно высоких частот ($f = 90$—400 МГц) детально исследовано при гелиевых температурах [62]. Целью работы являлось определение абсолютных значений эффективности деформационного механизма ЭМАП, а также сопоставление этих данных с результатами измерений на низких частотах [61]. Из-за большого электронного затухания ультразвука в металлах на высоких частотах измерения проводились на тонких ($d = 3{,}4$ и 2,8 мкм) поликристаллических пленках, наносившихся распылением Al в вакууме на плоскопараллельные поверхности монокристалла сапфира. Основной результат проведенных измерений представлен на рис. 8. Абсолютное значение эффективности деформационного механизма ЭМАП определялось на частоте $f = 90$ МГц путем калибровки по результатам измерений в сильном магнитном поле ($\omega_c/kv_F \approx 2$), когда ЭМАП полностью обусловлено индукционным взаимодействием.

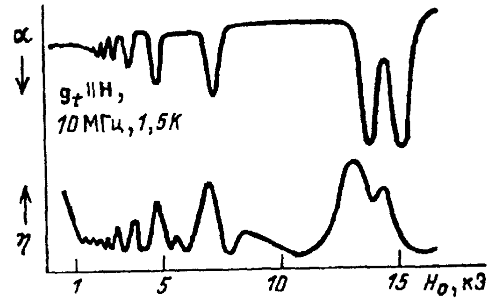

Рис. 6. Гигантские квантовые осцилляции затухания ультразвука α и эффективности ЭМАП η в монокристалле висмута, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$, $f = 10$ МГц $T = 1{,}5$ K [4]

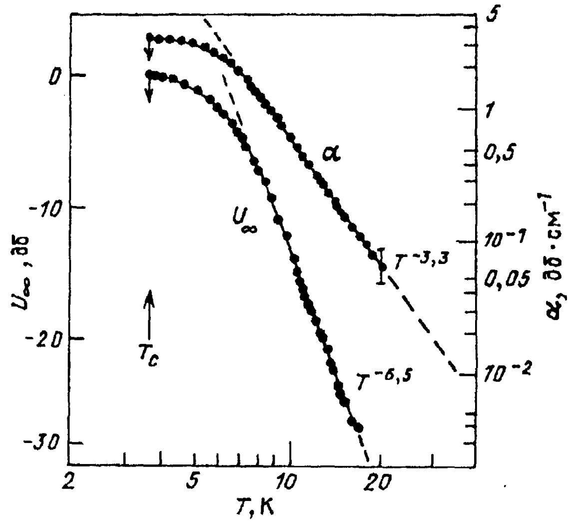

Рис. 7. Температурные зависимости затухания поперечного ультразвука α и амплитуды генерации U_∞, нормированной при температуре сверхпроводящего перехода в олове ($T_c = 3{,}73$ K). Пунктирные линии при $T > 8$ K представляют собой подгоночные степенные зависимости [5]

Для сопоставления результатов различных экспериментов между собой и с теорией необходима оценка длины свободного пробега носителей, или, в конечном счете, оценка параметра нелокальности kl. Длина свободного пробега носителей в алюминиевых пленках рассчитывалась на основе теории размерного эффекта Фукса—Зондхаймера [75], при ге-

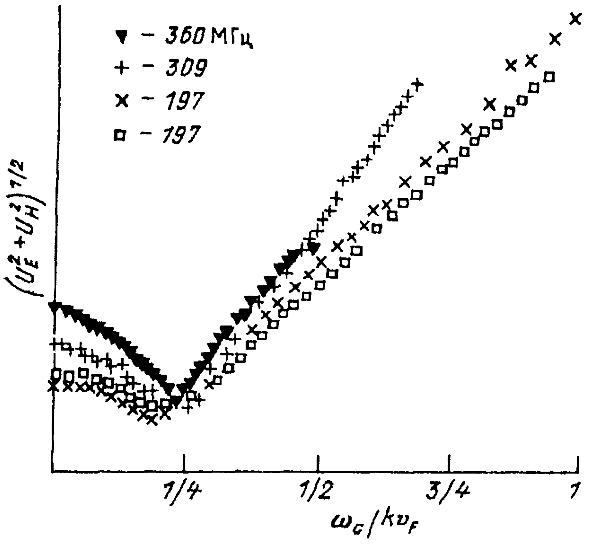

Рис. 8. Зависимости модуля амплитуды генерации поперечного ультразвука в алюминии от приведенного магнитного поля при $T = 4{,}2$ К [62]

лиевых температурах она составила в обеих исследованных пленках $l = 15 \pm 3$ мкм, что уже на частоте $f = 200$ МГц приводит к параметру нелокальности $kl = 6$. В этой ситуации амплитуда возбуждаемого ультразвука должна линейно увеличиваться с частотой. Из приведенных экспериментальных данных трудно выявить частотную зависимость, однако важно отметить, что на всех частотах при $H_0 = 0$ экспериментальные значения эффективности трансформации на порядок превышали оценки по модели свободных электронов, как и результаты низкочастотных измерений [61]. Как низкочастотный [61], так и высокочастотный [62] эксперименты проводились при близких значениях параметра kl. Можно предположить (ср. с [8, 9]), что наличие границы пленки с изолирующей подложкой не сказалось существенно на эффективности ЭМАП, а это означает, что эффективности ЭМАП при $D = 0$, $Q = 0$ и $D = \infty$, $Q = 1$ оказались близки между собой.

К а л и й. Одной из наиболее ярких страниц в истории исследования ЭМАП оказалась "калиевая" проблема — проблема количественного несоответствия экспериментальных и теоретических данных по амплитуде генерации поперечного ультразвука в калии. Она возникла вскоре после проведения первых низкотемпературных измерений на нормальных металлах и продолжает до сих пор привлекать внимание исследователей. Суть проблемы заключается в том, что для металла, имеющего сферическую поверхность Ферми, сравнительно просто проводится расчет амплитуды генерации [76] и эта величина может быть сопоставлена с результатами эксперимента. Просто рассчитываются и частотные, температурные и полевые зависимости в случае, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно к поверхности. Они также могут быть сопоставлены с экспериментом. Мы привыкли, что в ситуациях, когда проводится численное сопоставление теории с экспериментом, чаще всего оказывается, что эксперимент "не дотягивает" до теории, и, как правило, можно найти десятки объяснений, почему так происходит. Гораздо реже происходит обратное, когда экспериментальные результаты существенно превышают теоретические оценки. Именно это произошло в калии, причем степень расхождения между теорией и экспериментом находилась на грани, за которой количество переходит в качество [77].

Основным результатом первых экспериментальных исследований ЭМАП в калии [66, 67] явился сам факт генерации ультразвука в металле в отсутствие постоянного магнитного поля. Было обнаружено, что в слабом магнитном поле возбуждаемые поперечные упругие волны поляризованы вдоль вектора переменного электрического поля U_∞^E, а в сильном — вдоль вектора переменного магнитного поля U_∞^H. Полученные результаты качественно согласовывались с представлениями о физических процессах, ответственных за ЭМАП, указывая на то, что в слабых магнитных полях и при $H_0 = 0$ генерация ультразвука обязана деформационному взаимодействию, а в сильных полях — индукционному (ср. с формулами (21) и (43)). Работой, фактически поставившей калиевую проблему, стал эксперимент [68], выполненный на монокристалле, нормаль к плоскости которого совпадала с осью [110]. Измерения амплитуды генерации быстрой поперечной моды проводились по эхо-импульсной методике на частоте $f = 9{,}4$ МГц. Амплитуды электрической U_∞^E и магнитной U_∞^H компонент смещения измерялись при двух взаимно перпендикулярных положениях линейно поляризованной измерительной катушки. Качество образца характеризовалось параметром $kl = 1{,}9$ при $T = 4{,}2$ К. Результаты проведения измерений и зависимости, рассчитанные по модели свободных электронов [76], показаны на рис. 9. Видно, что U_∞^E максимальна при $H_0 = 0$ и быстро спадает с введением магнитного поля. Такой же вид, в принципе, имеет и теоретическая зависимость, однако экспериментальное значение U_∞^E при $H_0 = 0$ почти на порядок превышает результаты расчета. Обнаруженная в эксперименте полевая зависимость U_∞^H существенно отличается от расчета по модели свободных электронов. Сигнал этой поляризации сначала быстро увеличивается с ростом магнитного поля, затем проходит последовательно через максимум и минимум и,

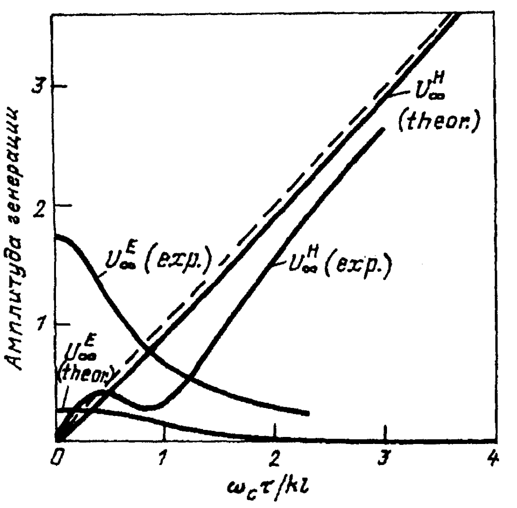

Рис. 9. Полевые зависимости амплитуды генерации поперечного ультразвука в калии при $T=4{,}2$ K. U_∞^E(exp.) и U_∞^H(exp.) представляют экспериментальные результаты. Кривые U_∞^E(theor.) и U_∞^H(theor.) рассчитаны по модели свободных электронов с использованием параметра нелокальности $kl = 1{,}9$ [68]

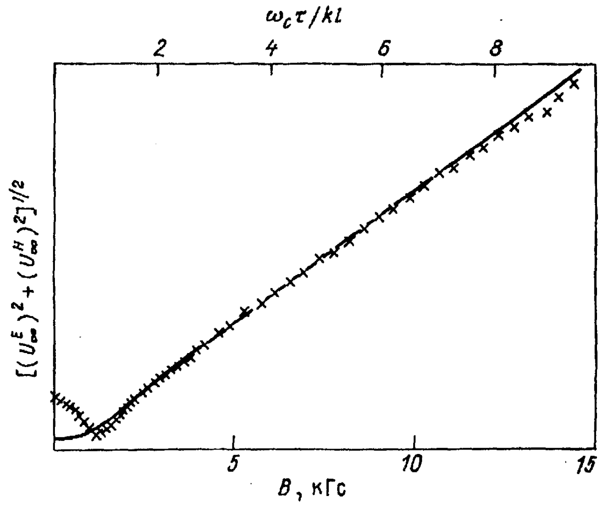

Рис. 10. Полевая зависимость модуля амплитуды генерации поперечного ультразвука в калии при $T = 4{,}2$ K, $f = 8{,}97$ МГц. Сплошная кривая — расчет по модели свободных электронов с использованием параметра нелокальности $kl = 4{,}5$ [69]

наконец, в сильном магнитном поле выходит на линейную асимптотику, характерную для индукционного механизма ЭМАП. Отметим, что именно генерация ультразвука в сильных полях использовалась для калибровки амплитуды генерации в слабых полях и при $H_0 = 0$. Следующим шагом на пути экспериментального исследования калиевой проблемы стала работа [69], в которой для быстрой поперечной моды, распространявшейся вдоль [110], была измерена полевая зависимость модуля амплитуды возбуждаемого ультразвука $U_\infty = [(U_\infty^E)^2 + (U_\infty^H)^2]^{1/2}$ Основной результат этой работы показан на рис. 10. Здесь же приведен расчет по модели свободных электронов, выполненный с использованием параметра нелокальности $kl = 4{,}5$. Существенные расхождения между теорией и экспериментом наблюдаются в слабом магнитном поле и при $H_0 = 0$; кривые нормированы по теоретическим результатам в сильном магнитном поле. Аналогичные результаты для медленной поперечной моды, распространявшейся вдоль [110], получены в работе [70] и совсем недавно в работе [72], в которой показано также, что амплитуда нелокальной генерации в калии быстро спадает с повышением температуры. Завершая этот раздел и все сообщение, отметим, что существенное превышение над теорией экспериментально определяемой эффективности ЭМАП отмечалось практически во всех работах, в которых предпринимались попытки такого сопоставления. И если в алюминии [61—62] и цинке [78] это расхождение можно пытаться объяснить особенностями строения поверхности Ферми и ее отклонением от модели свободных электронов, то многочисленные эксперименты на калии — металле со сферической поверхностью Ферми — не оставляют такой возможности. Это, в свою очередь, заставляет предположить, что масса электрон-фононного взаимодействия в металлах существенно превосходит не только эффективные массы носителей, но и массу свободного электрона [80]. Этот вывод представляется важным, поскольку, если движение электрона по поверхности Ферми и соответствующие эффективные массы для большинства металлов хорошо изучены, то изучение электрон-фононного взаимодействия еще ждет своего подробного экспериментального исследования. Явление прямого электромагнитно-акустического преобразования может быть для этого весьма полезно.

В заключение один из авторов (М.К.) выражает благодарность руководству Института физики твердого тела (IFW, Dresden, FRG), во время пребывания в котором была начата и выполнена значительная часть работы, а другой автор (А. В.) выражает благодарность Т. Н. Волошок за помощь на завершающем этапе работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Васильев А. Н., Гайдуков Ю.П.* УФН. 1983, **141**, 431.
2. *Rodriguez S., Kartlieitser E., Ram Mohan L.R.* Adv. Phys. 1986, **35**, 423.
3. *Aronov I.E., Falko V.L* Phys. Rep. 1992, 221.
4. *Dobbs E.R.* J. Phys. Chem. Sol. 1970, **31**, 1657.
5. *Bidgood R.H., Lea M.J., Dobbs E.R.* J. Phys. F. 1977, **7**, 1791.
6. *Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Каганов М.И. и др.* ФНТ. 1989, **15**, 160.
7. *Васильев А.Н.* Канд. диссертация. М., МГУ, 1980.

8. *Каганов М.И., Фикс В.Б.* ФММ. 1965, **19**, 489.
9. *Каганов М.И., Фикс В.Б., Шикина Н.И.* ФММ. 1968, **26**, 11.
10. *Каганов М.И., Фикс В.Б.* ЖЭТФ. 1972, **62**, 1461.
11. *Gaerttner M.R., Maxfield B.W.* Phys. Rev. Lett. 1971, **26**, 119.
12. *Abeles B.* Phys. Rev. Lett. 1967, **19**, 1181.
13. *Weisbarth G.S.* Phys. Lett. A. 1968, **27**, 230.
14. *Goldstein Y., Zemel A.* Phys. Rev. Lett. 1972, **28**, 147.
15. *Goldstein* K, *Barzilai S., Zemel A.* Phys. Rev. B. 1974, **10**, 5010.
16. *Alexandrakis G.C., Devine A.B.* Sol. State Commen. 1982, **41**, 781.
17. *Randall R.H., Rose F.C., Zener C.* Phys. Rev. 1939, **56**, 343.
18. *Гантмахер В.Ф., Долгополов В.Т.* Письма ЖЭТФ. 1967, **5**, 17.
19. *Larsen P.K., Saermark K.* Phys. Lett. A. 1967, **24**, 374.
20. *Saermark K., Larsen P.K.* Phys. Lett. A. 1967, **24**, 668.
21. *Houck J.R., Bohm H.V., Maxfield B.W., Wilkins J.W.* Phys. Rev. Lett. 1967, **19**, 224.
22. *Betjemann A.G., Bohm H.V., Meredith D.J., Dobbs E.R.* Phys. Lett. A. 1967, **25**, 753.
23. *Гайдуков Ю.П., Перов А.П.* Письма ЖЭТФ. 1968, **8**, 666.
24. *Meredith D.J., Watts-Tobin R.J., Dobbs E.R.* J. Acoust. Soc. Amer. 1969, **45**, 1393.
25. *Lyall K.R., Cochran J.F.* Phys. Lett. A. 1969, **29**, 626.
26. *Каганов М.И.* ЖЭТФ. 1990, **98**, 1828.
27. *Ивановски Г.И., Каганов М.И., Фикс В.Б.* ФТТ. 1973, **15**, 1441.
28. *Ивановски Г.И., Каганов М.И.* ФТТ. 1976, **18**, 274.
29. *Канторович В.М.* ЖЭТФ. 1970, **59**, 2116.
30. *Banic N.C., Overhauser A.W.* Phys. Rev. B. 1977, **16**, 3379.
31. *Banic N.C., Overhauser A.W.* Phys. Rev. B. 1978, **18**, 3838.
32. *Lacueva G., Overhauser A. W.* Phys. Rev. B. 1984, **30**, 5525.
33. *Ram Molun L.R., Kartheuser E., Rodriguez S.* Phys. Rev.B. 1979, **20**, 3233.
34. *Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan LR., Rodriguez S.* Phys. Rev. B. 1982, **25**, 7141.
35. *Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan LR., Rodriguez S.* Phys. Rev. B. 1983, **27**, 3213.
36. *Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan LR., Rodriguez S.* Phys. Rev. B. 1983, **27**, 7107.
37. *Gopalan S., Feyder G., Rodriguez S.* Phys. Rev. B. 1983, **28**, 7323.
38. *Kartheuser E., Rodriguez S.* Phys. Rev. B. 1986, **33**, 772.
39. *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М., Наука, 1987.
40. *Гайдуков Ю.П., Перов А.П., Волошин И.Ф.* Письма ЖЭТФ. 1969, **9**, 585.
41. *Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П.* ЖЭТФ. 1981, **81**, 2234.
42. *Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П. Перов А.П.* ПТЭ. 1980, **6**, 176.
43. *Голуб А.А.* ЖЭТФ. 1975, **69**, 1007.
44. *Halbritter J.* Phys. Lett. A. 1974, **49**, 379.
45. *Kartheuser E.P., Rodriguez S.* Appl. Phys. Lett. 1974, **24**, 338.
46. *Kartheuser E.P., Rodriguez S.* J. Appl. Phys. 1974, **47**, 700.
47. *Kartheuser E.P., Rodriguez S.* J. Appl. Phys. 1974, **47**, 3651.
48. *Wallace W.D.* Int. J. Nondestr. Test. 1971, **2**, 309.
49. *Dobbs E.R.* — Physical Acoustics. New York, Academic Press, 1973. V. 10. P. 127.
50. *Frost H.M.* Physical Acoustics. New York, Academic Press, 1979. V. 14. P. 179.
51. *Шкарлет Ю.М.* Бесконтактные методы ультразвукового контроля, М., Машиностроение, 1974.
52. *Комаров В.А.,* Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1986.
53. *Гантмахер В.Ф., Долгополое В. Т.* Материалы X Международной конференции по физике низких температур. М., 1966, Т. 3. С. 133.
54. *Гантмахер В.Ф., Долгополое В.Т.* ЖЭТФ. 1969, **57**, 132.
55. *Dobbs E.R., Thomas R.L, Hsu D.* Phys. Lett. A. 1969, **30**, 338.
56. *Hsu D., Thomas R.L* Phys. Rev. B. 1972, **5**, 4668.
57. *Долгополов В.Т.* ЖЭТФ. 1971, **61**, 1545.
58. *Thomas R.L, Lea M.J., Sendezera E., Dobbs E.R.* J. Phys. F. 1975, **5**, L21.
59. *Thomas R.L, Lea M.J., Sendezera E. et al.* Phys. Rev. B. 1976, **14**, 4889.
60. *Batra N.K., Thomas R.L* Phys. Rev. B. 1973, **8**, 5456.
61. *Gaerttner M.R.* Ph.D. thesis. Cornell University, 1971.
62. *Chimenti D.E.* Phys. Rev. B. 1976, **13**, 4245.
63. *Аронов И.Е., Ирклиенко Т.Н., Королюк А.П. и др.* ЖЭТФ. 1989, **96**, 287.
64. *Голик А.В., Королюк А.П., Фалько В.Л., Хижный В.И.* ЖЭТФ. 1984, **86**, 616.
65. *Ирклиенко Т.М., Королюк А.П., Хижный В.И.* Письма ЖЭТФ. 1987, **46**, 114.
66. *Thomas R.L, Turner G., Hsu D.* Phys. Lett. A. 1969, **30**, 316.
67. *Turner G., Thomas R.L, Hsu D.* Phys. Rev. B. 1971, **3**, 3097.
68. *Wallace W.D., Gaerttner M.R., Maxfield B.W.* Phys. Rev. Lett. 1971, **27**, 995.
69. *Chimenti D.E., Kukkonen C.A., Maxfield B.W.* Phys. Rev. B. 1974, **10**, 3228.
70. *Puskorius G.V., Trivisonno J.* Phys. Rev. B. 1983, **28**, 3566.
71. *Kubinski D., Trivisonno J.* Phys. Rev. B. 1987, **35**, 9014.
72. *Kubinski D., Trivisonno J.* Phys. Rev. B. 1993, **47**, 1069.
73. *Кравченко В.Я.* ЖЭТФ. 1972, **62**, 377.
74. *Ахиезер А.И.* ЖЭТФ. 1938, **8**, 1330.
75. *Fucks K.* Proc. Camb. Phil. Soc. 1938, **34**, 100.
76. *Quinn J.J.* Phys. Lett. A. 1967, **25**, 522.
77. *Гегель Г.В.Ф.* Наука логики. М., Мысль, 1970.
78. *Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Каганов М.И., Кругликов Е.Г.* ЖЭТФ. 1992, **101**, 671.
79. *Vasil'ev A.N., Nikiforov V.N., Malinski I.M. et al.* Semicond. Sci and. Tecnnol. 1990, **5**, 1105.
80. *Гулянский М.А.* ФНТ. 1989.