

МАГНИТОЭЛЕКТРОУПРУГИЕ РЕЗОНАНСЫ В СЛОИСТЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.И.Альшиц, В.Н.Любимов

Институт кристаллографии РАН, Москва
(Поступила в Редакцию 12 января 1995 г.)

Исследованы условия существования и основные характеристики резонансов, возникающих при отражении акустической SH -волны от прослойки (диэлектрической, супердиамагнитной, металлической или сверхпроводящей), которая разделяет два пьезомагнетика или пьезомагнетик и пьезоэлектрик. Предполагается, что механический контакт между средами отсутствует, а акустическая взаимосвязь пьезокристаллов осуществляется через магнитные и электрические поля, возникающие в силу пьезомагнитного, пьезоэлектрического и магнитоэлектрического эффектов. Резонанс возникает, когда отраженная от прослойки волна приближается по направлению распространения к потоку утечки псевдоповерхностной моды. В резонансной области в одном из кристаллов происходит полное отражение волны, сопровождаемое аномальным сдвигом фазы, а во втором (прилегающем к первому) — возбуждается поверхностная волна с амплитудой, которая может на порядки превосходить амплитуду падающей волны. Существование резонансов и их параметры зависят от фазового состояния прослойки, что допускает глубокую модуляцию акустического сигнала (например, при $N-S$ -переходе). Естественное поглощение не просто сглаживает резонансы, но приводит к дополнительной аномалии в интенсивности отражения.

В серии работ авторов [1,2] исследовались изменения параметров упругих волн в пьезомагнитных структурах при $N-S$ -переходе в сверхпроводящих прослойках на поверхностях или на границах раздела. К сожалению, рассматривавшиеся эффекты, как правило, малы, поскольку определяются величиной магнитоупругого взаимодействия [3,4], которое обычно оказывается весьма слабым. Усиление акустической чувствительности к $N-S$ -переходам в подобных системах возможно в многослойных периодических структурах со сверхпроводящими прослойками на границах раздела, благодаря брэгговским резонансам отражения [5,6]. В настоящей работе мы опишем другой путь резонансного усиления подобных эффектов, основанный на иных принципах. В данном случае речь идет о взаимодействии между объемными упругими волнами и собственной оттекающей модой (поверхностной волной, слабо излучающей энергию в глубь кристалла), приводящем к известным аномалиям отражения [7-10]. Резонанс возникает, когда отраженная волна приближается по направлению распространения к волне утечки. При этом интенсивность локализованных у прослойки компонент волнового поля оказывается аномально большой по сравнению с интенсивностью падающей волны и происходит резкий сдвиг

фазы отраженной волны. Чем слабее волна утечки, тем уже и тем выше резонансные пики. Существенно, что во всех рассмотренных ниже примерах интенсивность волн утечки полностью определяется величиной электроупругого, магнитоупругого или магнитоэлектрического взаимодействий, а такими взаимодействиями можно достаточно просто управлять (см. ниже).

На свободных поверхностях пьезоэлектриков и пьезомагнетиков возможно существование поперечно поляризованных поверхностных волн — так называемых SH -волн (shear horizontal), локализованных благодаря пьезоэффекту [11–13] или магнитоэлектрической связи [14]. Если присоединить к поверхности пьезокристалла, на которой распространяется SH -волна, другой пьезокристалл таким образом, чтобы между ними не было механической связи (скользящий контакт или малый зазор), то рассматриваемая волна лишь слегка модифицируется вследствие изменения сопутствующих электрических или магнитных полей. При этом присоединяемая среда может быть подобрана так, чтобы поверхностная SH -волна оказалась «сверхзвуковой» по отношению к ней, т.е. чтобы скорость одной из объемных волн во втором кристалле для того же направления распространения была меньше фазовой скорости SH -волны. Именно в этом случае, как мы увидим, упомянутая модификация поверхностной волны включает появление слабой волны утечки во второй среде, что означает превращение поверхностной волны в псевдоповерхностную или оттекающую (leaky).

Воздействуя на параметры оттекающей волны, можно влиять и на обсуждавшийся выше резонанс отражения (падающая и отраженная волны предполагаются в той же среде, что и волна утечки). Учитывая электромагнитную природу возмущения, порождающего оттекание, естественно в качестве такого воздействия использовать различные тонкие покрытия (прослойки) на одной из поверхностей, составляющих интерфейс. Очевидно, предсказываемые резонансы должны быть весьма чувствительны к тому, как прослойка пропускает магнитные и электрические поля, обеспечивающие акустическую взаимосвязь пьезокристаллов. Так, в супердиамагнитном состоянии она не пропускает магнитное поле, в металлическом состоянии — электрическое поле, а в сверхпроводящем состоянии — ни того, ни другого. Для структур пьезомагнетик–прослойка–пьезомагнетик и пьезомагнетик–прослойка–пьезоэлектрик ниже мы проанализируем, какие именно фазовые состояния прослойки могут обеспечить существование рассматриваемых резонансов и при каких ее состояниях резонансы исчезают. Исследование возможностей управления резонансами путем изменения фазового состояния прослойки — одна из задач данной работы.

1. Исходные уравнения

Для среды, обладающей пьезомагнитными и магнитоэлектрическими свойствами, в общем случае связь механических напряжений ($\hat{\sigma}$), магнитной и электрической индукций (\mathbf{B} , \mathbf{D}) с механическими деформациями (\hat{u}), магнитным и электрическим полями (\mathbf{H} , \mathbf{E}) имеет вид [3,4]:

$$\hat{\sigma} = \hat{c}\hat{u} - \hat{m}\mathbf{H},$$

$$\mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} + \hat{m}\hat{u} + \hat{\gamma}\mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E} + \mathbf{N}\hat{\gamma}. \quad (1)$$

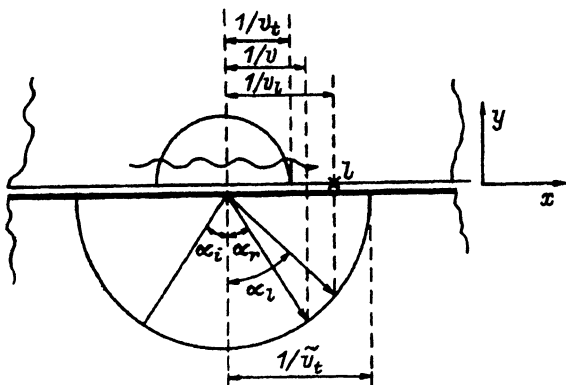


Рис. 1. Основные характеристики рассматриваемых слоистых структур.

Полуокружности — кривые медленностей объемных поперечных волн, стрелками обозначены волновые векторы падающей и отраженной волн, а также волны утечки, крестик соответствует оттекающей моде, волнообразная линия символизирует локализованную компоненту поля упругих смещений.

Здесь \hat{c} — упругие модули, $\hat{\mu}$ и $\hat{\epsilon}$ — магнитная и диэлектрическая проницаемости, \hat{m} — тензор пьезомагнитных модулей, а $\hat{\gamma}$ — тензор магнитоэлектрических коэффициентов.

Далее будут рассматриваться одноосные среды следующих трех классов магнитной симметрии:

$$\infty m', \quad 6m'm', \quad 4m'm'. \quad (2)$$

В обсуждаемых ниже проблемах такие среды будут проявлять себя как поперечно-изотропные. Для дальнейшего нам потребуются следующие их материальные характеристики:

$$c_{44} = c_{55}, \quad \mu_1 = \mu_2 \equiv \mu, \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 \equiv \epsilon, \quad m_{15} = m_{24}, \quad \gamma_1 = \gamma_2 \equiv \gamma. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что координатные оси x и y перпендикулярны главной оси симметрии — оси z .

Главные оси входящих в слоистую структуру пьезокристаллов предполагаются параллельными, а сагиттальная плоскость — она же плоскость падения — считается перпендикулярной главным осям (рис. 1).

Наряду с пьезомагнитными, в рассмотрение войдут также пьезоэлектрические среды, обладающие магнитоэлектрическими свойствами и принадлежащие к тем же классам симметрии (2). Для таких сред в уравнениях связи (1) следует провести замену:

$$\mathbf{B} \rightleftharpoons \mathbf{D}, \quad \mathbf{H} \rightleftharpoons \mathbf{E}, \quad \hat{\mu} \rightleftharpoons \hat{\epsilon}, \quad \hat{m} \rightarrow \hat{\epsilon} \quad (4)$$

(здесь $\hat{\epsilon}$ — тензор пьезоэлектрических модулей).

Математический подход к решению затрагиваемых проблем основан на решении системы уравнений Максвелла (в квазистатическом приближении) и уравнения динамической теории упругости:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad \rho \ddot{\mathbf{u}} = \operatorname{div} \hat{\sigma}. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{u} — вектор упругого смещения в волне, ρ — плотность среды.

Все приводимые ниже соотношения даны в том предельном случае, когда толщина прослойки много меньше длины волны. В то же время предполагается, что эта толщина много больше лондоновской

глубины проникновения магнитного поля ($\sim 10^{-5}$ см). Другими словами, минимальная толщина прослойки (или покрытия) должна быть порядка микрона. Для таких толщин длина волны ограничена снизу значениями порядка $\sim 10^{-3}$ см, а частота соответственно ограничена сверху величинами порядка ~ 100 МГц. Существенно также, что толщина скин-слоя на этих частотах не превышает лондоновской глубины проникновения. Для больших толщин прослойки верхняя граница частоты соответственно снижается.

Учитывая сделанные предположения, приведем граничные условия для того случая, когда прослойка — диэлектрик. По отношению к рассматриваемым ниже поперечным волнам, поляризованным параллельно плоскости раздела xz ($y = 0$), поверхности контактирующих пьезокристаллов могут считаться механически свободными:

$$\hat{\sigma} \mathbf{n} = 0, \quad \hat{\tau} \mathbf{n} = 0. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{n} — нормаль к границе раздела пьезосред. Знаком «тильда» здесь и далее помечаются характеристики среды, занимающей область $y \leq 0$ (рис. 1). На границе непрерывны нормальные составляющие индукций:

$$\mathbf{B} \mathbf{n} = \tilde{\mathbf{B}} \mathbf{n}, \quad (7)$$

$$\mathbf{D} \mathbf{n} = \tilde{\mathbf{D}} \mathbf{n} \quad (8)$$

и тангенциальные составляющие полей:

$$[\mathbf{H} \mathbf{n}] = [\tilde{\mathbf{H}} \mathbf{n}], \quad (9)$$

$$[\mathbf{E} \mathbf{n}] = [\tilde{\mathbf{E}} \mathbf{n}]. \quad (10)$$

Выписанные соотношения (6)–(10) справедливы, очевидно, и в том случае, когда прослойка вообще отсутствует.

Если прослойка находится не в диэлектрическом, а в супердиамагнитном состоянии, то обе части уравнения (7) обращаются в ноль; если она в металлическом состоянии — обращаются в ноль обе части уравнения (10); если же прослойка в сверхпроводящем состоянии, то аналогичным образом обращаются в ноль левые и правые части уравнений (7) и (10).

Учитывая, что пьезомагнитный, пьезоэлектрический и магнитоэлектрический эффекты достаточно слабы, мы далее ограничимся приближенным анализом, отбрасывая в конечных соотношениях несущественные малые члены.

2. Волновое поле оттекающей моды

Приведем здесь универсальные характеристики волновых полей, подлежащие дальнейшему анализу. Различия и особенности конкретных ситуаций проявятся лишь на последующих этапах, когда введенные в этом разделе феноменологические параметры будут конкретизированы и выражены через материальные характеристики сред.

Будем считать для определенности, что в пьезокристалле, занимающем полупространство $y \geq 0$, скорость объемной SH -волны (поляризованной параллельно главной оси симметрии) больше, чем скорость волны такой же поляризации в пьезокристалле, занимающем

область $y \leq 0$: $v_t > \tilde{v}_t$ (рис. 1). В пренебрежении малыми поправками, обусловленными магнито- и электромеханическим взаимодействиями, $v_t^2 \simeq c_{44}/\rho$ и $\tilde{v}_t^2 \simeq \tilde{c}_{44}/\tilde{\rho}$. Нас будут интересовать далее ситуации, при которых в исследуемых слоистых структурах возникают псевдоповерхностные (оттекающие) моды. Поле упругих смещений в них $u_l(\mathbf{r}, t) \parallel z$ можно представить в виде:

$$u_l(\mathbf{r}, t) = u_l(y) \exp[iK_l(x - V_l t)], \quad (11)$$

$$u_l(y) = \begin{cases} A_s \exp(-p_s k_l y) & \text{при } y \geq 0, \\ A_l \exp(-ip_l k_l y) & \text{при } y \leq 0. \end{cases} \quad (12)$$

$$\quad \quad \quad (13)$$

Здесь K_l — волновое число, $V_l = \omega/K_l$ — фазовая скорость, ω — частота, A_s и A_l — амплитуды на границе ($y = 0$). Параметр p_s в (12) характеризует степень локализации волнового поля при $y \geq 0$, а параметр p_l в (13) —

$$p_l = (v_t^2 - \tilde{v}_t^2)^{1/2} / \tilde{v}_t \quad (14)$$

— направление потока утечки в области $y \leq 0$: угол, который образует волновой вектор объемной парциальной моды (13) с нормалью к границе, связан с параметром p_l (14) (см. рис. 1) простым соотношением $\alpha_l = \text{arcsctg } p_l$.

Ключевым моментом всего нашего рассмотрения является то обстоятельство, что в оттекающей моде при вещественности частоты $\omega = K_l V_l$ как V_l , так и K_l в (11) имеют малые мнимые составляющие: $V_l = v_l - i v_l'$, $K_l = k_l + i k_l'$ — вследствие оттока энергии от прослойки и связанного с этим уменьшения интенсивности по мере распространения вдоль поверхности. Действительную и мнимую компоненты скорости v_l можно выразить в виде:

$$v_l = (1 - p_s^2/2) v_t, \quad v_l' = \lambda (p_s^2/p_l) v_t. \quad (15)$$

Здесь параметр λ характеризует степень акустической взаимосвязи пьезокристаллов: при $\lambda = 0$ поток утечки исчезает и оттекающая (псевдоповерхностная) мода превращается в поверхностную.

Следует помнить также, что упругие поля смещений (11)–(13) в пьезокристаллах сопровождаются магнитными и электрическими полями — в силу уравнений связи (1), уравнений движения (5) и граничных условий (6)–(10), что и обеспечивает акустическую связь пьезокристаллов..

3. Резонансное отражение

Теперь представим себе, что из среды, в которой существует поток утечки, на прослойку падает объемная SH -волна — той же самой ветви, из которой сформирована оттекающая мода. Варьируя угол падения α_i , — другими словами, изменяя приведенную скорость падающей волны $v = \omega/k$ (здесь k — параллельная прослойке составляющая волнового вектора падающей волны; v и k теперь вещественны), можно добиться того, чтобы отраженная волна распространялась в направлении α_r , близком к направлению потока утечки α_l (рис. 1). Очевидно,

что при этом $v \approx v_l$. Волновое поле упругих смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \parallel z$ в рассматриваемых слоистых структурах в окрестности резонанса можно представить в виде:

$$u(\mathbf{r}, t) = u(y) \exp[ik(x - vt)], \quad (16)$$

$$u(y) = \begin{cases} A_s \exp(-p_s ky) & \text{при } y \geq 0, \\ A_i \exp(ip_l ky) + A_r \exp(-ip_l ky) & \text{при } y \leq 0. \end{cases} \quad (17)$$

$$(18)$$

Здесь A_i и A_r — амплитуды падающей и отраженной волн, распространяющихся в нижнем кристаллите ($y \leq 0$). При рассматриваемом отражении в верхнем кристаллите ($y \geq 0$) возникает локализованная у прослойки компонента волнового поля (17), имеющая амплитуду A_s . Эффективность ее возбуждения можно характеризовать коэффициентом $S \equiv A_s/A_i$, для которого имеем следующее универсальное соотношение:

$$S = \eta(v_l')^{1/2} / (v - v_l + iv_l'), \quad \eta = 2[p_s p_l (\tilde{c}_{44}/c_{44}) v_t]^{1/2} I, \quad (19)$$

где $I = +1$ или -1 (см. ниже). При этом для коэффициента отражения $R \equiv A_r/A_i$ получаем:

$$R = \frac{v - v_l - iv_l'}{v - v_l + iv_l'} \equiv \exp(i\varphi); \quad \varphi = 2 \operatorname{arccctg} \left(\frac{v_l - v}{v_l'} \right). \quad (20)$$

При резонансе возникает аномальный рост интенсивности локализованной компоненты волнового поля: величина $|S(v)|^2$ имеет характерный пик при $v = v_l$ (рис. 2, а). В то же время в пренебрежении естественным поглощением интенсивность отраженной волны постоянна: $|R(v)|^2 \equiv 1$ (рис. 2, б); (ниже мы увидим, что поглощение нарушает это соотношение и приводит к характерному «провалу» интенсивности отраженной волны при $v = v_l$). Отраженная волна реагирует на резонанс аномальным поведением фазового сдвига φ (20) (относительно падающей волны) (рис. 2, в). Для резонансных значений аномальных параметров при $v = v_l$ из (19) и (20) имеем:

$$S_{\text{res}} = -i\eta/\sqrt{v_l'}, \quad |S_{\text{res}}|^2 = \eta^2/v_l', \quad \varphi = \pi, \quad R_{\text{res}} = -1, \quad (21)$$

так что при $v_l' \rightarrow 0$ получаем $|S_{\text{res}}|^2 \rightarrow \infty$, в то время как при отходе от резонанса $|S|^2 \rightarrow 0$, а $R \rightarrow 1$.

Ширина резонансных аномалий имеет порядок $2v_l'$. Чем меньше величина v_l' , тем выше пик $|S(v)|^2$ (20), (21), но тем уже его ширина: функция $|S(v)|^2$ обладает фундаментальным свойством — площадь соответствующего ей резонансного пика постоянная и не зависит от v_l' :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |S(v)|^2 dv = \pi \eta^2.$$

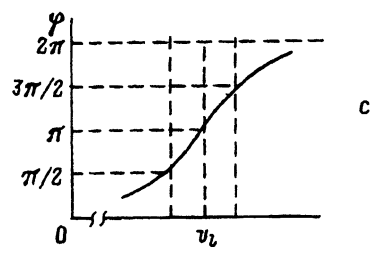
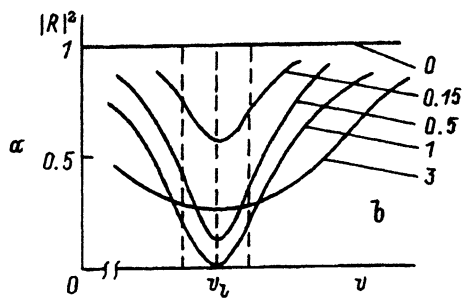
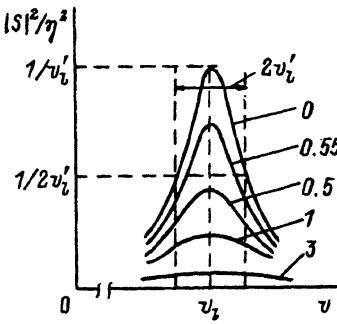


Рис. 2. Характеристики акустического поля при резонансе как функции скорости.
 а — интенсивность локализованной у прослойки компоненты, числа у кривых — значения отношения v_i'/v_i , характеризующего степень естественного поглощения; б — интенсивность отраженной волны при различных уровнях поглощения; с — фазовый сдвиг отраженной волны относительно падающей (при отсутствии поглощения).

В пределе $v_i' \rightarrow 0$ величина $|S(v)|^2$ переходит в дельта-функцию:

$$|S(v)|^2 = \pi \eta^2 \delta(v - v_i). \quad (22)$$

Выражая далее феноменологические параметры v_i' (15) и η (19), через материальные характеристики сред при различных фазовых состояниях прослойки мы конкретизируем условия существования резонансов и их особенности. Для реализации этой процедуры необходимо выразить через материальные характеристики величины: p_s , λ (15) и I (19).

4. Структура I: пьезомагнетик-прослойка-пьезомагнетик

1. Прослойка в диэлектрическом или металлическом состоянии. В этом случае акустическая взаимосвязь пьезокристаллов осуществляется через магнитное поле — благодаря пьезомагнитному эффекту. Нужные нам величины выражаются через материальные характеристики следующим образом:

$$p_s = m^2 \tilde{\mu} / (\mu + \tilde{\mu}), \quad \lambda = \tilde{p}_s = \tilde{m}^2 \mu / (\mu + \tilde{\mu}), \quad I = \text{sign}(m_{15} \tilde{m}_{15}), \quad (23)$$

где $m^2 = m_{15}^2 / \mu c_{44}$, $\tilde{m}^2 = \tilde{m}_{15}^2 / \tilde{\mu} \tilde{c}_{44}$ — коэффициенты магнитомеханической связи пьезосред, определяющие, в частности, и влияние пьезоэффекта на скорости объемных волн: $v_i^2 = c_{44}(1 + m^2) / \rho$ и $\tilde{v}_i^2 = \tilde{c}_{44}(1 + \tilde{m}^2) / \tilde{\rho}$.

Используя (23), а также (15) и (19), получаем следующие конкретизированные в данном случае выражения для v_i' и η :

$$v_i' = \frac{m^4 \tilde{m}^2 \mu \tilde{\mu}^2}{(\mu + \tilde{\mu})^3 p_l} v_i, \quad \eta = 2 \text{Im} \sqrt{\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\mu} + \mu} \frac{\tilde{c}_{44}}{c_{44}} p_l v_i}, \quad (24)$$

так что при резонансе в соответствии с (21)

$$S_{\text{res}} = -2iI\rho_l \frac{\mu + \tilde{\mu}}{m\tilde{m}} \sqrt{\frac{\tilde{c}_{44}}{\mu\tilde{\mu}c_{44}}}. \quad (25)$$

Если для численных оценок принять $m^2 \sim \tilde{m}^2 \sim 10^{-1}$, $\mu \sim \tilde{\mu} \sim 1$, то при резонансе амплитуда локализованной компоненты волнового поля будет превышать амплитуду падающей волны в $S_{\text{res}} \sim 10$ раз. При этом полуширина резонанса оказывается равной $\Delta v = 2\sqrt{3}v'_l \sim 10^{-3}v_t$, что соответствует интервалу изменений угла падения $\Delta\alpha \sim \Delta v/v_t \sim 10^{-3}$.

При $\lambda \rightarrow 0$ обусловившая резонанс оттекающая мода переходит в поверхностную волну Блустейна-Гуляева (см. [11-13]) с параметром локализации p_s (23). Отражение перестает отличаться от обычного отражения на свободной поверхности и резонанс исчезает. Однако, как мы видели, исчезновение это происходит не плавно, а через катастрофу (через дельта-функцию).

Магнитоэлектрическое взаимодействие в случае рассматриваемого резонанса несущественно — оно приводит лишь к пренебрежимо малым поправкам.

2. Прослойка в супердиамагнитном состоянии. Магнитное поле не проходит через такую прослойку, однако проходит слабое электрическое — индуцированное магнитоэлектрическим взаимодействием, играющем в данном случае радикальную роль: это взаимодействие вместе с пьезомагнитным эффектом приводит к существованию резонанса другого класса — гигантского и сверхузкого, что обусловлено спецификой оттекающих волн, соответствующих данному случаю. На существование резонанса подобного типа указано в [15].

В рассматриваемом нами случае $I = \text{sign}(\gamma\tilde{\gamma}m_{15}\tilde{m}_{15})$, а параметры p_s и λ теперь более высокого порядка малости:

$$p_s = \frac{\gamma^2 m^2 \tilde{\epsilon}}{\mu \epsilon (\epsilon + \tilde{\epsilon})}; \quad \lambda = \tilde{p}_s = \frac{\tilde{\gamma}^2 m^2 \epsilon}{\tilde{\mu} \tilde{\epsilon} (\epsilon + \tilde{\epsilon})} \quad (26)$$

поскольку содержат дополнительно квадрат коэффициента магнитоэлектрической связи (γ или $\tilde{\gamma}$). Малость параметров p_s и λ (26) приводит к слабости потока утечки и малости v'_l , а именно это сказывается как на высоте, так и на ширине резонансного пика. В результате основные параметры v'_l , S_{res} , характеризующие ширину и высоту резонанса, теперь имеют вид:

$$S_{\text{res}} = -2iI\rho_l \frac{\epsilon + \tilde{\epsilon}}{\gamma\tilde{\gamma}m\tilde{m}} \sqrt{\frac{\mu\tilde{\mu}c_{44}}{c_{44}}}, \quad v'_l = \frac{(\gamma m)^4 (\tilde{\gamma} \tilde{m})^2 \tilde{\epsilon}}{\mu^2 \tilde{\mu} \epsilon (\epsilon + \tilde{\epsilon})^3 \rho_l}. \quad (27)$$

Для численных оценок примем во внимание, что величины γ , $\tilde{\gamma}$ по порядку величины могут достигать значений коэффициентов магнито- и электромеханической связи [16]. Подставляя в (27) для оценки $\gamma \sim \tilde{\gamma} \sim m^2 \sim \tilde{m}^2 \sim 10^{-1}$, $\epsilon \sim \tilde{\epsilon} \sim \mu \sim \tilde{\mu} \sim 1$ нетрудно убедиться, что пик коэффициента возбуждения поверхностной волны в данном случае оказывается исключительно высоким ($S_{\text{res}} \sim 10^3$) и чрезвычайно узким

($\Delta v = 2\sqrt{3}v'_t \sim 10^{-9}v_t$). Впрочем, как мы увидим, учет естественного поглощения звука радикально искажает этот пик, значительно понижая и уширяя его.

При $\lambda = 0$ оттекающая мода, обеспечивающая существование резонанса, превращается в поверхностную магнитоэлектроупругую волну с параметром локализации p_s (26). Волны такого типа впервые рассмотрены в недавней работе [10]. Их характерной чертой является чрезвычайно слабая локализация.

3. Прослойка в сверхпроводящем состоянии. В этом случае прослойка не пропускает ни магнитное, ни электрическое поле и резонансы полностью исчезают. В каждом пьезокристалле, входящем в рассматриваемую слоистую структуру, отражение поперечной SH -волны происходит независимо. Отражение такого типа рассматривалось нами в [1,2]: модуль коэффициента отражения тождественно равен единице, а фаза плавно зависит от угла падения. Таким образом, $N-S$ -переход в прослойке должен радикально изменять волновую картину при отражении, полностью «убивая», в частности, поверхностную волну в верхнем кристалле (рис. 1).

5. Структура II: пьезомагнетик–прослойка–пьезоэлектрик

В такой слоистой структуре акустическая взаимосвязь пьезокристаллов может быть осуществлена только через посредство магнитоэлектрического взаимодействия. Все резонансы обусловлены корреляцией трех эффектов: магнитоэлектрического, пьезомагнитного и пьезоэлектрического.

1. Прослойка в диэлектрическом состоянии. А. Пусть пьезоэлектрик занимает область $y \geq 0$, а пьезомагнетик — область $y \leq 0$ (рис. 1). Падающая и отраженная волны — в пьезомагнетике. В этом случае вычисления дают:

$$p_s = \frac{e^2 \bar{\epsilon}}{\epsilon + \bar{\epsilon}}, \quad \lambda = \frac{(\gamma + \bar{\gamma})^2 \bar{m}^2 \epsilon \bar{\mu}}{\bar{\epsilon}(\epsilon + \bar{\epsilon})(\mu + \bar{\mu})^2}, \quad I = -\text{sign}[(\gamma + \bar{\gamma})e_{15} \bar{m}_{15}], \quad (28)$$

где $e^2 = e_{15}^2 / c_{44} \epsilon$ — коэффициент электромеханической связи. Параметры резонанса теперь определяются выражениями:

$$S_{\text{res}} = -2iI p_l \frac{(\epsilon + \bar{\epsilon})(\mu + \bar{\mu})}{(\gamma + \bar{\gamma})e \bar{m}} \sqrt{\frac{\bar{c}_{44}}{\epsilon \bar{\mu} c_{44}}}, \quad v'_t = \frac{(\gamma + \bar{\gamma})^2 e^4 \bar{m}^2 \epsilon \bar{\epsilon} \bar{\mu}}{(\epsilon + \bar{\epsilon})^3 (\mu + \bar{\mu}) p_l} v_t, \quad (29)$$

откуда (при $e^2 \sim m^2 \sim \gamma \sim \bar{\gamma} \sim 10^{-1}$, $\epsilon \sim \bar{\epsilon} \sim \mu \sim \bar{\mu} \sim 1$) вытекают численные оценки: $S_{\text{res}} \sim 10^2$, $\Delta v = 2\sqrt{3}v'_t \sim 10^{-5}v_t$. Таким образом, рассматриваемый резонанс по своим характеристикам оказывается промежуточным между рассмотренными выше случаями I.1 и I.2.

Б. Пусть теперь наоборот — область $y \geq 0$ занимает пьезомагнетик, а область $y \leq 0$ — пьезоэлектрик (пьезокристаллы «поменялись местами», падающая и отраженная волны теперь в пьезоэлектрике). Результаты сводятся к прежним соотношениям (28) и (29), в которых электрические и магнитные величины также меняются местами:

$$e \rightarrow m, \quad \bar{m} \rightarrow \bar{e}, \quad \epsilon \rightleftharpoons \mu, \quad \bar{\epsilon} \rightleftharpoons \bar{\mu}, \quad e_{15} \rightarrow m_{15}, \quad \bar{m}_{15} \rightarrow \bar{e}_{15}. \quad (30)$$

При этом численные оценки величин S_{res} и v'_i остаются теми же.

2. Прослойка в супердиамагнитном состоянии. А. Если падающая и отраженная волны в пьезомагнетике (занимающем область $y \leq 0$), то мы имеем следующие результаты:

$$p_s = \frac{e^2 \tilde{\epsilon}}{\epsilon + \tilde{\epsilon}}, \quad \lambda = \frac{(\tilde{\gamma} \tilde{m})^2 \epsilon}{\tilde{\mu} \tilde{\epsilon} (\epsilon + \tilde{\epsilon})}, \quad I = -\text{sign}(\tilde{\gamma} e_{15} \tilde{m}_{15}). \quad (31)$$

Параметры резонанса в этом случае описываются выражениями:

$$S_{\text{res}} = -2iI p_l \frac{\epsilon + \tilde{\epsilon}}{\tilde{\gamma} \tilde{m} e} \sqrt{\frac{\tilde{\mu} \tilde{c}_{44}}{\epsilon c_{44}}}, \quad v'_i = \frac{(\tilde{\gamma} \tilde{m})^2 e^4 \epsilon \tilde{\epsilon}}{\tilde{\mu} (\epsilon + \tilde{\epsilon})^3 p_l}. \quad (32)$$

Численные оценки v'_i и S_{res} фактически совпадают с соответствующими оценками, отвечающими случаю прослойки в диэлектрическом состоянии (см. (29)).

Б. Падающая и отраженная волны в пьезоэлектрике (занимающем область $y \leq 0$). При этом имеем:

$$p_s = \frac{(\gamma m)^2 \tilde{\epsilon}}{\mu \epsilon (\epsilon + \tilde{\epsilon})}, \quad \lambda = \frac{\tilde{\epsilon}^2 \epsilon}{\epsilon + \tilde{\epsilon}}, \quad I = -\text{sign}(\gamma m_{15} \tilde{\epsilon}_{15}). \quad (33)$$

Здесь вновь мы столкнулись с ситуацией, когда определяющая свойства резонанса оттекающая мода формируется из магнитоэлектрорупругих поверхностных волн. Высота и ширина резонансного пика в этом случае определяется из выражений:

$$S_{\text{res}} = -2iI p_l \frac{\epsilon + \tilde{\epsilon}}{\gamma m \tilde{\epsilon}} \sqrt{\frac{\mu \tilde{c}_{44}}{\tilde{\epsilon} c_{44}}}, \quad v'_i = \frac{(\gamma m)^4 \tilde{\epsilon}^2 \tilde{\epsilon}^2}{\mu^2 \epsilon (\epsilon + \tilde{\epsilon})^3 p_l} v_t. \quad (34)$$

Нетрудно убедиться, что рассматриваемый пик остается примерно такой же высоты, как в случае А: $S_{\text{res}} \sim 10^2$, но значительно уже:

$$\Delta v = 2\sqrt{3} v'_i \sim 10^{-7} v_t.$$

3. Прослойка в металлическом или сверхпроводящем состоянии. Можно показать, что в обоих случаях (А и Б) оттекающие волны не возникают, резонансы исчезают и в пьезокристаллах имеют место лишь независимые отражения поперечных SH -волн.

Особенности, обусловленные поглощением. Хотя поглощение сглаживает аномалию возбуждения локализованных компонент волнового поля, оно, как известно [7,10], приводит к появлению новой аномалии при отражении. Учет поглощения сводится к тому, что в выражениях для \tilde{S} (19) и R (20) необходимо произвести замену $v_l \rightarrow v_l - iv'_l$, где величина v'_l характеризует акустическое поглощение в среде, занимающей полупространство $y \geq 0$. В этой среде скорость объемной SH -волны теперь имеет мнимую составляющую: $v_t \rightarrow v_t - iv'_t$.

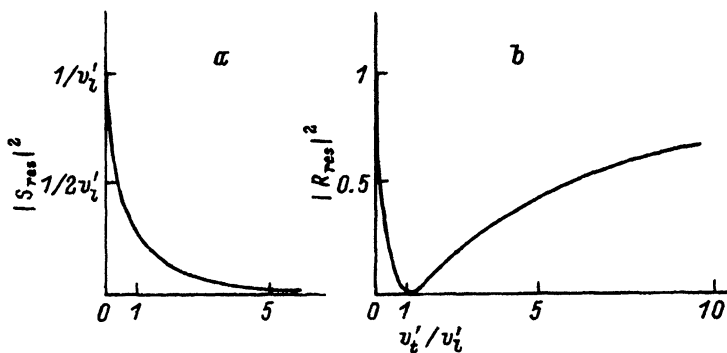


Рис. 3. Влияние поглощения на резонансные значения (при $v = v_l$) интенсивностей локализованной компоненты волнового поля (а) и отраженной волны (б).

В скорости оттекающей моды появляется дополнительная мнимая составляющая: теперь $V_l = v_l - i(v'_l + v'_t)$, а это приводит к более быстрому уменьшению интенсивности данной моды по мере распространения. При этом вместо выражений (19) и (20) мы имеем:

$$S = \frac{\eta(v'_l)^{1/2}}{v - v_l + i(v'_l + v'_t)}, \quad (35)$$

$$R = \frac{v - v_l - i(v'_l - v'_t)}{v - v_l + i(v'_l + v'_t)}. \quad (36)$$

Влияние поглощения на коэффициент η в (35) не является существенным для характера аномалий и им можно пренебречь. Интересно, что поглощение в среде, занимающей область $y \leq 0$, не вошло в выражения для коэффициентов S (35) и R (36), поскольку его влияние проявляется лишь в членах высшего порядка малости. Поглощение в данной среде обнаруживает себя лишь тривиальным образом: и падающая, и отраженная объемные волны «ослабевают» при своем распространении.

Поглощение размывает резонансные зависимости, однако область существования аномалий увеличивается: теперь она определяется величиной $v'_l + v'_t$. Резонансный пик коэффициента S (35) вследствие поглощения «оседает»; по той же причине прежнее свойство коэффициента отражения $|R| \equiv 1$ (20) теперь нарушено: из (36) вытекает

$$|R|^2 = 1 - \frac{4v'_l v'_t}{(v - v_l)^2 + (v'_l + v'_t)^2} \quad (37)$$

(см. рис. 2, а, б и рис. 3). При резонансе, когда $v = v_l$, функция (37) имеет «провал». Речь идет о большом, ярком эффекте: в самом деле, при $v'_t = v'_l$ (и $v = v_l$) имеем $R_r = 0$ (см. (36)) — провал максимален, отраженная волна полностью исчезает (см. также [7], [10]). Существенно, что описываемый формулой (37) провал отражения полностью определяется резонансом на оттекающей моде, естественным образом исчезая при $v'_l = 0$. Таким образом, речь идет о еще одной возможности глубокой модуляции акустического сигнала с помощью, например, $S-N$ -перехода в прослойке.

Естественное поглощение упругих волн в кристаллах обычно мало. Поэтому обсуждаемые поправки могут оказаться существенными, только если $v'_t \geq v'_l$. По-видимому, это заведомо выполнено в случае сверхузких резонансов, определяемых взаимодействием с магнитоупругой оттекающей модой, когда величина v'_l содержит дополнительный малый параметр в виде различных степеней константы магнитоэлектрической связи γ (см. (27), (29), (32), (34)). Очевидно, при $v'_l \ll v'_t$ ширина резонансной области в выражениях (35), (36) полностью определяется поглощением. В частности, полуширина пика коэффициента возбуждения $|S(v)|$ в этом случае равна: $\Delta v = 2\sqrt{3}v'_l$. Что же касается амплитуды пика S_{res} (при $v = v_l$), то она понижается:

$$S_{\text{res}} = \frac{-i\eta\sqrt{v'_l}}{v'_t} \sim \frac{\sqrt{p_s v'_l v_t}}{v'_t}.$$

Тем не менее, как видно отсюда, при

$$v'_l \ll v'_t \lesssim \sqrt{p_s v'_l v_t} \quad (38)$$

задемпфированный резонанс возбуждения поверхностной волны не исчезает. В то же время в соответствии с (36) при $v'_t \gg v'_l$ коэффициент отражения $R \simeq 1$ и фазовые аномалии пропадают.

Приведем оценки областей изменения коэффициента поглощения v'_l/v_t , отвечающих условию (38) существования задемпфированного резонанса возбуждения поверхностной волны. Наиболее жестким оказывается условие сохранения резонанса в случае I.2, отвечающем супердиамагнитной прослойке между двумя пьезомагнетиками (см. (27)):

$$10^{-9} \ll v'_l/v_t \lesssim 10^{-6}. \quad (39)$$

В остальных случаях ограничения становятся менее обременительными. Так, для системы пьезомагнетик-пьезоэлектрик с диэлектрической (II.1, см. (29)) или супердиамагнитной (II.2, см. (32)) прослойкой указанный интервал смещается в сторону существенно более высоких значений коэффициента поглощения:

$$10^{-5} \ll v'_l/v_t \lesssim 10^{-3}. \quad (40)$$

Очевидно, при $v'_l/v_t < 10^{-5}$ резонанс перестает быть задемпфированным, а при $v'_l/v_t > 10^{-3}$ — практически исчезает.

6. Обсуждение

Таким образом, в работе предсказана серия достаточно ярких резонансных эффектов, чувствительных к фазовому состоянию прослойки, что позволяет рассчитывать на реальную осуществимость глубокой модуляции акустического сигнала с помощью, например, пропускания через сверхпроводящую прослойку тока выше или ниже критического. Даже обсуждавшиеся аномалии фазы коэффициента отражения можно

наблюдать (и использовать), благодаря порождаемому ими эффекту Шоха (см., например, [9,17]) — боковому сдвигу и искажению профиля соответствующих акустических пучков. А в условиях, когда фазовый резонанс задемпфирован, возникает другой яркий эффект — резонансное уменьшение амплитуды отраженной волны (при $N-S$ -переходе коэффициент отражения скачком возвращается к единице). Еще более обещающим в приложениях представляется резонансное возбуждение поверхностной волны в одном кристалле при отражении объемной волны в другом, причем с амплитудой, на порядки превышающей амплитуду падающей волны. Этот эффект может быть использован не только как основа для $N-S$ -модуляции, но и собственно как способ возбуждения поверхностных волн. В последнем случае может быть использована также система пьезоэлектрик-пьезоэлектрик [10,18–20].

В заключение авторы выражают благодарность А.Л.Шувалову и А.Н.Даринскому за полезные обсуждения результатов.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (International Science Foundation — Grant № M19000) и Научного совета по высокотемпературной сверхпроводимости.

Список литературы

- [1] Альшиц В.И., Любимов В.Н. **31**, 181 (1989); **31**, 12, 114 (1989).
- [2] Альшиц В.И., Любимов В.Н. *Кристаллография* **35**, 6, 1328 (1990); **36**, 4, 828 (1991); **36**, 5, 1063 (1991); **37**, 2, 284 (1992).
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М. (1982), 624 с.
- [4] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики*. М. (1979), 640 с.
- [5] Alshits V.I., Shuvalov A.L. *Phys. Lett.* **A177**, 5, 253 (1993).
- [6] Альшиц В.И., Шувалов А.Л. *ЖЭТФ* **103**, 4, 1356 (1993).
- [7] Bertoni H.L., Tamir T. *J. Appl. Phys.* **44**, 2, 157 (1973).
- [8] Alshits V.I., Lothe J. *Wave Motion*. **3**, 4, 297 (1981).
- [9] Альшиц В.И., Даринский А.Н., Котовски Р.К., Шувалов А.Л. *Кристаллография* **33**, 3, 541 (1988).
- [10] Альшиц В.И., Даринский А.Н., Шувалов А.Л. *Кристаллография* **38**, 2, 22 (1993).
- [11] Bleustein J.L. // *Appl. Phys. Lett.* **13**, 12, 412 (1968).
- [12] Гуляев Ю.В. *Письма в ЖЭТФ* **9**, 11, 63 (1969).
- [13] Гуляев Ю.В., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. *ЖЭТФ* **87**, 2(8), 674 (1984).
- [14] Альшиц В.И., Любимов В.Н. *ЖЭТФ* **106**, 2(8), 663 (1994).
- [15] Lyubimov V.N. *Ferroelectrics* (1994); *Proc. 2nd Int. Conf. on Magnetoelectric Interaction in Crystals*. Switzerland, Ascona (Sept. 1993), In Press.
- [16] Гетман И.П. *ДАН СССР* **317**, 2, 341 (1991).
- [17] Карпук М.М., Филиппов В.В. *Акуст.* **35**, 5, 844 (1989).
- [18] Балакирев М.К., Горчаков А.В. *Поверхность*, 5, 80 (1986).
- [19] Chernozatonskii L.A., Ermoshin S.N., Gramotnev D.K. *Phys. Lett.* **A154**, 9, 465 (1991).
- [20] Бахтурин М.П. *Акуст. журн.* **35**, 6, 990 (1989).