АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXII 1986 Вып. 2

УДК 534.232:548.0

ОБ ОТРАЖЕНИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК — ПОЛУПРОВОДНИК В УСЛОВИЯХ АКУСТИЧЕСКОГО КОНТАКТА

Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.

Обсуждаются особенности отражения поперечной волны от границы пьезоэлектрик – полупроводник, обусловленные проводимостью и дрейфом носителей заряда в полупроводнике, в условиях акустического контакта.

В работах [1—4] рассматривалось отражение поперечной волны от плоской границы пьезоэлектрика, отделенного зазором от полупроводника с током. Однако достоинства этой схемы отражения (независимость в выборе материалов слоистой структуры, наличие дополнительного управляющего фактора – толщины зазора и т. д.) ограничены сравнительно низкой эффективностью взаимодействия ультразвука с плазмой носителей заряда в полупроводнике посредством пьезополей, проникающих через зазор. Интересно исследовать отражение ультразвука в подобной структуре при «включении» дополнительных каналов взаимодействия, например при осуществлении акустического контакта пьезоэлектрика с полупроводником.

Рассмотрим отражение поперечной волны горизонтальной поляризации со смещениями $\mathbf{u}\|z$ от границы акустического контакта $y=0$ пьезоэлектрика класса 6(4) с непьезоэлектрическим полупроводником, к которому приложено вдоль границы тянущее поле $\mathbf{E}_0\|x$. Решение соответствующей задачи было получено в [5, с. 80] как обобщение результатов для разделенных зазором пьезоэлектрика и полупроводника, но не исследовалось в деталях. Попытка такого исследования, предпринятая недавно в работе [6], показала принципиальную возможность резонансного усиления (РУ) отраженной волны в том смысле, как это трактовалось в работах [7—9]. Однако характер используемых в [6] приближений при исследовании РУ не позволил установить существенные ограничения на выбор параметров материалов для достижения этого эффекта в чистом виде. К тому же в [6] резонансные свойства границы описаны схематично и неточно.

Пусть ρ_ν, λ_ν, ε_ν и $k_\nu=\omega/c_\nu$ – плотность, модуль сдвига, диэлектрическая проницаемость и волновое число для поперечной волны в пьезоэлектрике ($\nu=1$) или полупроводнике ($\nu=2$), а пьезоэлектрик с осью $6(4)\|z$ занимает в системе координат $x0yz$ область $y<0$ (см. фиг. 1, *а*) и имеет пьезомодули e_{14}, e_{15}, соответствующие поперечной и продольной пьезоактивности [10]. Согласно [5, 6], представим коэффициент отражения A_R поперечной волны в импедансном виде

$$A_R=\frac{Z_1-Z_{\text{вх}}}{Z_1+Z_{\text{вх}}}, \tag{1}$$

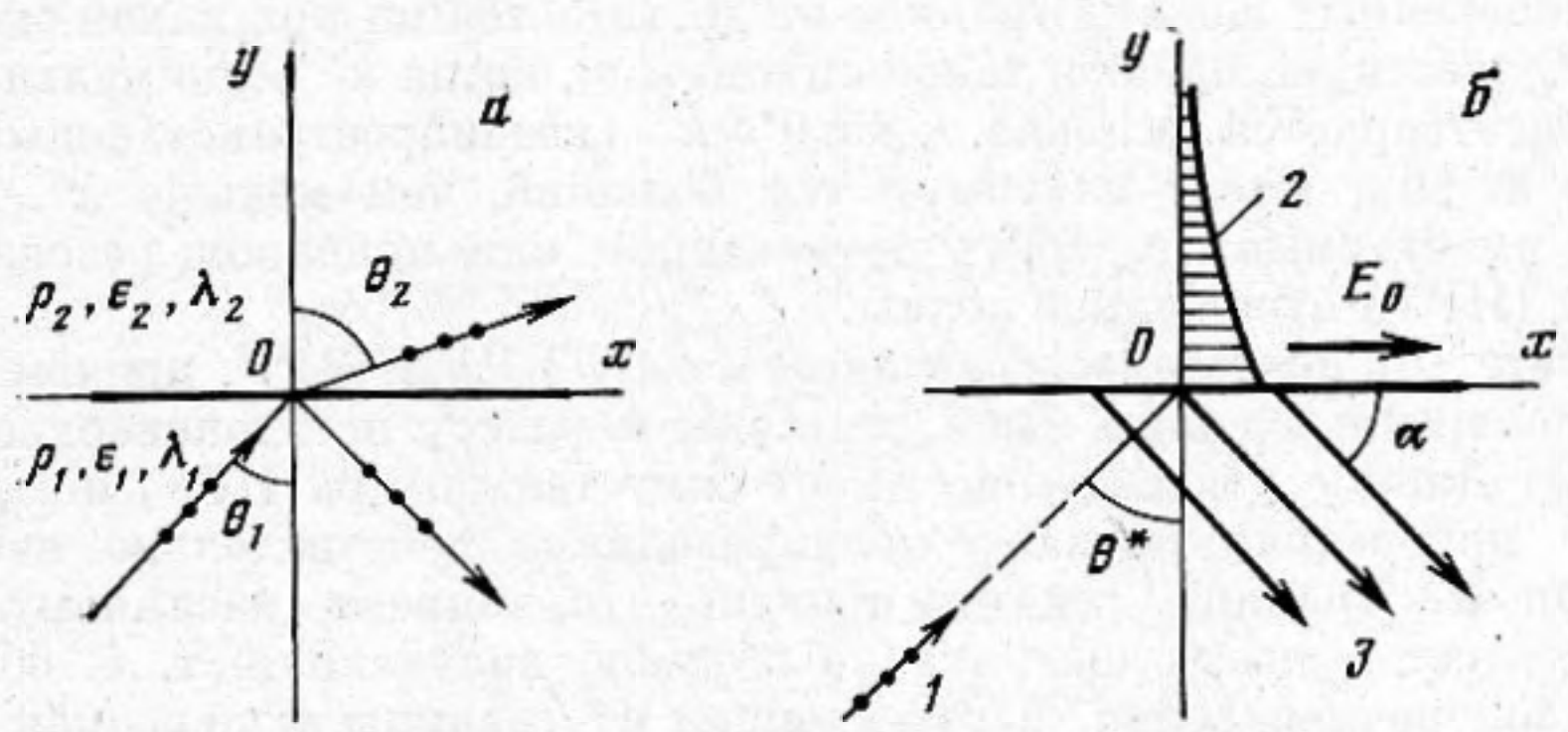
где $Z_1=\rho_1 c_1\cos\theta_1$ – нормальное волновое сопротивление пьезоэлектрика, а $Z_{\text{вх}}$ – входное сопротивление границы, определяемое выражением

$$Z_{\text{вх}}=Z_2-iZ_1|\operatorname{tg}\theta_1|\,(K_{15}^2-i\varepsilon_1 Z_э K_{14}^2)/(1+i\varepsilon_1 Z_э). \tag{2}$$

Здесь обозначено: $Z_2=\rho_2 c_2\cos\theta_2$ – нормальное волновое сопротивление полупроводника, $K_{15}^2=e_{15}^2/\varepsilon_1\lambda_1^*$ и $K_{14}^2=e_{14}^2/\varepsilon_1\lambda_1^*$ – квадрат коэффициента электромеханической связи пьезоэлектрика в условиях только продольной или поперечной пьезоактивности, $Z_э=-i(\gamma+i\omega_c k_x/\omega\eta)/\varepsilon_2(\gamma+i\omega_c/\omega)$ – электрический поверхностный импеданс границы полупроводника, θ_1 – угол па-

дения, θ_2 — угол преломления, $\lambda_1^*=\lambda_1+e_{15}^2/\varepsilon_1$, $\gamma=1-v_d k_x/\omega$ — параметр дрейфа, $v_d=f\mu E_0$ — скорость дрейфа, $k_x=k_v \sin\theta_v$ — проекция волновых векторов волн на границу, ω — частота, f — фактор ловушек, μ — подвижность носителей, $\omega_c=\sigma_0/\varepsilon_2$ — максвелловская частота релаксации, σ_0 — проводимость, $\eta=[k_x^2+k_2^2\omega_D(\omega_c/\omega-i\gamma)/\omega]^{1/2}$, $\omega_D=\omega^2/fD_0k_2^2$ — диффузионная частота, D_0 — коэффициент диффузии, $c_1=(\lambda_1^*/\rho_1)^{1/2}$ и $c_2=(\lambda_2/\rho_2)^{1/2}$ — скорости поперечных волн в пьезоэлектрике и полупроводнике.

Анализ выражения (2) показывает, что при $c_1>c_2$ в отсутствие проводимости и дрейфа ($\gamma=1$, $\omega_c=0$, $\omega_D\to\infty$) реактивная составляющая входного сопротивления ввиду обычного соотношения $K_{15}^2\gg K_{14}^2$ отрицательна,



Фиг. 1. Картина падения поперечной волны на границу пьезоэлектрик — полупроводник (*а*) и схема возбуждения собственной электрозвуковой волны (*б*): *1* — падающая поперечная волна, *2* — профиль смещений в электрозвуковой волне в полупроводнике (тянущее поле показано стрелкой), *3* — объемное излучение электрозвуковой волны в пьезоэлектрик

т. е. представляет сопротивление инерционного типа. Если же $c_2>c_1$, то при полном отражении $\theta_1>\theta_{кр}=\arcsin c_1/c_2$ входное сопротивление имеет чисто реактивный характер, причем с ростом θ_1 по достижении некоторого значения θ^* возможна полная компенсация инерционного сопротивления упругим, т. е. $Z_{вх}(\theta^*)=0$.

В случае полупроводника проводимость и дрейф не меняют в основных чертах поведение реактивного сопротивления границы. У активной же составляющей $X=\mathrm{Re}(Z_{вх})$ появляются дополнительные (по отношению к Z_2 при $c_2<c_1$ или $c_2>c_1$, $\theta_1<\theta_{кр}$) активные потери ΔX, вызванные перераспределением носителей заряда в полупроводнике под действием проникающего пьезополя. Примечательно, что они не зависят от характера пьезоактивности кристалла и определяются по знаку дрейфовым параметром γ. Определяющую роль эти потери играют при $\theta_1\approx\theta^*$, когда $Z_{вх}\simeq\Delta X$. Согласно (1), отсюда следует возможность эффективного управления отражением поперечной волны посредством тянущего поля: при $\gamma>0$ отражение происходит с ослаблением ($|A_R|<1$), а при $\gamma<0$ — с усилением ($|A_R|>1$) волны по амплитуде.

В отличие от описанного в работах [1—4] случая усиления ультразвуковых волн при отражении от границы пьезоэлектрик — полупроводник с зазором, здесь, вообще говоря, не существует ограничения на величину достигаемого усиления[1]. Может, например, оказаться, что при некотором сверхзвуковом дрейфе, когда $\Delta X<0$, $|\Delta X|\sim Z_1$, так что $|Z_{вх}+Z_1|\ll 1$, а $|A_R|\gg 1$. Более того, осуществляя «подстройкой по дрейфу» предельный переход $|\Delta X|\to Z_1$, усиление в принципе можно сделать неопределенно большим: $|A_R|\to\infty$. Заранее оговоримся, что возможность такого предельного перехода реализуется лишь в ограниченной области изменения параметров пьезоэлектрика и полупроводника. За пределами этой области

[1] Разумеется, если при этом не учитывать диссипацию энергии и нелинейные эффекты.

«подстройка по дрейфу» позволяет достичь только конечного, пусть даже и большого по величине, максимума $|A_R|\gg 1$.

В первом случае при $\theta_1=\theta^*$ и некотором $v_d^*>c_1$ выполняется условие $Z_{вх}+Z_1=0$, выражающее согласно [11] закон дисперсии собственных поперечных волн на границе пьезоэлектрик — полупроводник с волновым числом $k=k_1\sin\theta^*$. Вследствие пространственного синхронизма падающей и собственной поперечных волн на границе здесь имеет место проявление РУ в чистом виде. Назовем этот случай полным резонансным усилением (ПРУ).

Для второго случая уравнение $Z_{вх}+Z_1=0$ определяет комплексный корень $k=k'+ik''$, так что пространственный синхронизм падающей и собственной поперечных волн на границе не достигается ни при какой скорости дрейфа. Существует, однако, такой оптимум v_d, когда k'' минимально. При этом удовлетворяется условие $k_1\sin\theta^*\simeq k'$ (квазипространственный синхронизм) и $|A_R|$ имеет максимум тем больший, чем меньше k''. Таким образом, имеет смысл говорить о частичном или неполном резонансном усилении (НРУ) отраженной волны.

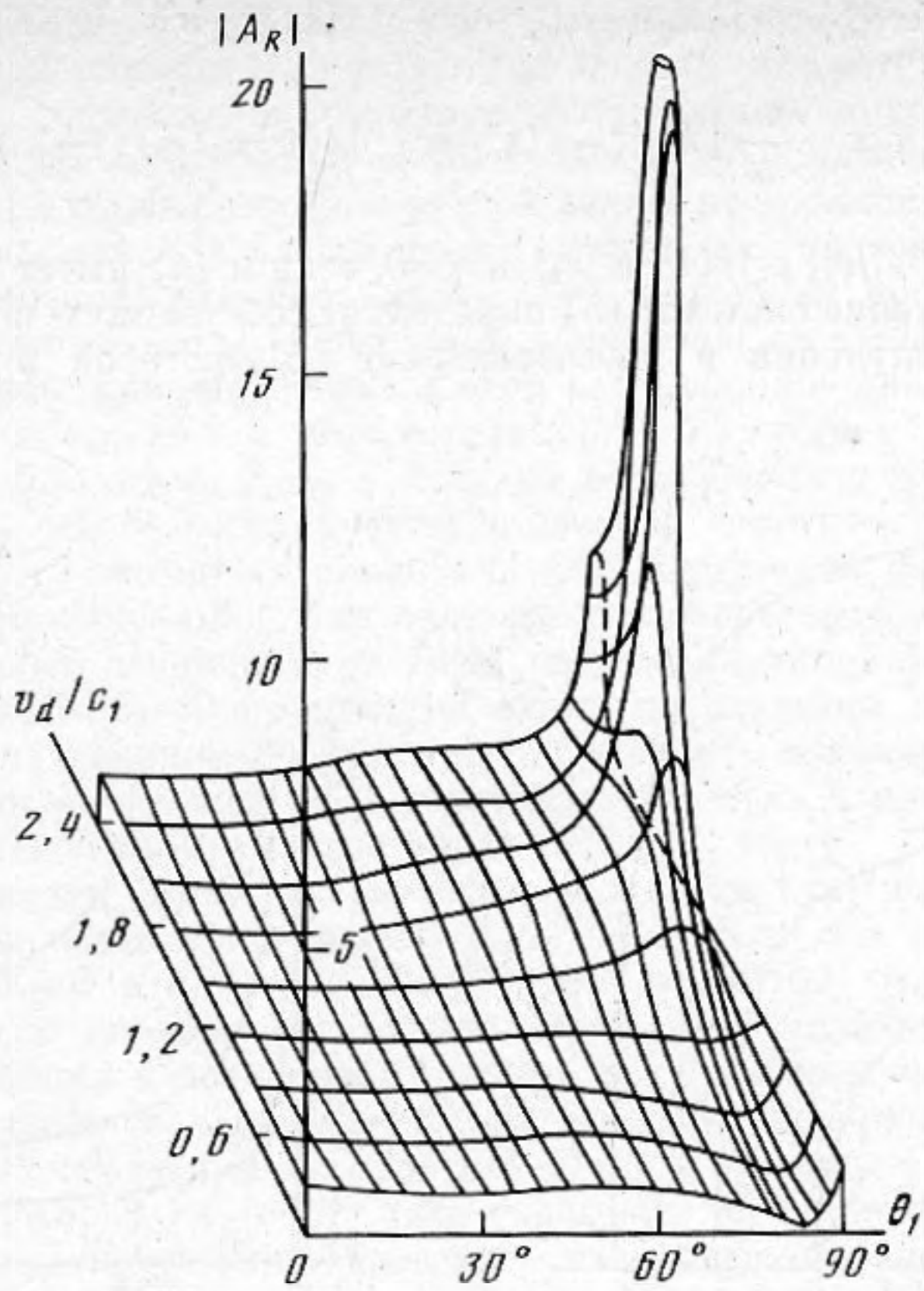
В работе [6] не делалось различия между ПРУ и НРУ, причем собственные поперечные волны были отнесены к классу псевдоповерхностных волн [12]. Данное утверждение имеет силу только при НРУ, когда парциальная поперечная волна в полупроводнике действительно является подтекающей к границе. Заметим попутно, что, вопреки сказанному в [6], ей сопутствует в пьезоэлектрике не объемно излученная, т. е. обычная плоская поперечная волна, а оттекающая от границы поперечная волна утечки. Только в условиях ПРУ ($k_{min}\to 0$) данная волна утечки вырождается в плоскую объемно излученную поперечную волну. Подтекающая волна в полупроводнике трансформируется при этом в поперечную поверхностную волну электрозвукового типа, которая из-за сопутствующего ей объемного излучения в пьезоэлектрик получила название электрозвуковой объемно-поверхностной волны (ЭОПВ) [13].

Характерная особенность ЭОПВ распространяться при сверхзвуковом дрейфе стационарно (без усиления) объясняется строгой сбалансированностью энергии, поставляемой в волну дрейфующими носителями заряда, и энергии, теряемой волной на излучение в объем пьезоэлектрика под углом $\alpha=\pi/2-\theta^*$ к границе. Что же касается пространственного синхронизма ЭОПВ и падающей волны при ПРУ, то можно отметить следующее: падение поперечной волны со стороны пьезоэлектрика происходит под тем же самым углом θ^*, под которым «отражается» (т. е. излучается под углом α к границе, см. фиг. 1, *б*) объемная компонента ЭОПВ.

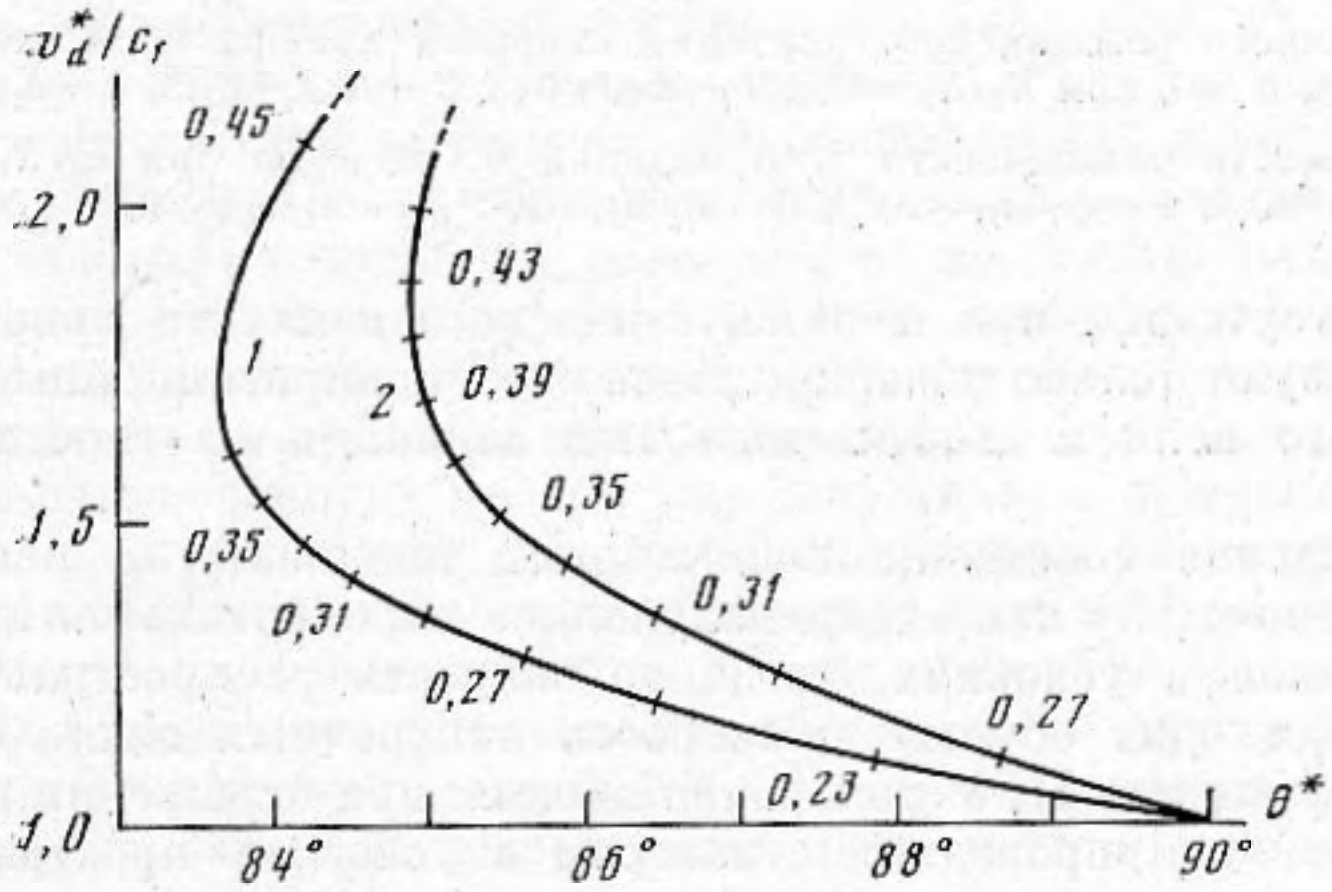
Представленные в [13] результаты ограничены случаем пьезоэлектриков класса $6mm$ ($4mm$). Покажем теперь существование ЭОПВ на границе контакта пьезоэлектрика класса 6(4) с полупроводником. Для этого положим $c_2>c_1$ и обратимся к уравнению $Z_{вх}+Z_1=0$, где согласно требованию пространственного синхронизма примем $k_x=k$. Ограничиваясь предельно высокими частотами ω_D ($\omega/\omega_D\to 0$) и обозначая $\lambda_2/\lambda_1^*=a$, $k_2/k_1=b$, $k/k_1=\xi$, после приравнивания к нулю в отдельности вещественной $\mathrm{Re}(Z_{вх}+Z_1)$ и мнимой частей $\mathrm{Im}(Z_{вх}+Z_1)$, получим систему

$$\left.\begin{aligned} a(\xi^2-b^2)^{1/2}&\approx\xi K_{15}^2\frac{\gamma^2(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)(1-e_{14}^2\varepsilon_1/e_{15}^2\varepsilon_2)+(\omega_c/\omega)^2}{\gamma^2(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2+(\omega_c/\omega)^2}\\ (1-\xi^2)^{1/2}&\approx-\xi K_{15}^2\frac{\gamma\omega_c\varepsilon_1(1+e_{14}^2/e_{15}^2)/\omega\varepsilon_2}{\gamma^2(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2+(\omega_c/\omega)^2}\end{aligned}\right\}. \qquad (3)$$

При $e_{14}=0$, $e_{15}\neq 0$ уравнения (3) переходят в уравнения работы [13]; в противоположном случае $e_{14}\neq 0$, $e_{15}=0$ они не имеют решения, точно так же, как и для обычных электрозвуковых поверхностных волн [14]. При $\omega_c/\omega=0$, $\gamma=1$ отсутствие решения системы (3) проистекает из ограничения $\xi<1$. Полагая $\xi\geqslant 1$, т. е. отказываясь от представления акустического



Фиг. 2. Рельеф зависимости $|A_R(\theta_1, v_d/c_1)|$



Фиг. 3. Траектория перемещения точки резонанса в плоскости $(\theta_1, v_d/c_1)$ с ростом K_{15}^2 (значения K_{15}^2 показаны метками): *1* – $\omega/\omega_D=10^{-4}$, *2* – $\omega/\omega_D=10^{-2}$, $\lambda_2/\lambda_1^*=0{,}3$

поля в пьезоэлектрике в виде излученной в объем поперечной волны, из уравнений (3) получим дисперсионное уравнение для чисто поверхностных электрозвуковых волн на границе пьезокристалл – диэлектрик, которое при $\varepsilon_1=\varepsilon_2$, $\lambda_1=\lambda_2$ рассматривалось в [15], а в случае $e_{14}=0$ исследовалось в работе [16].

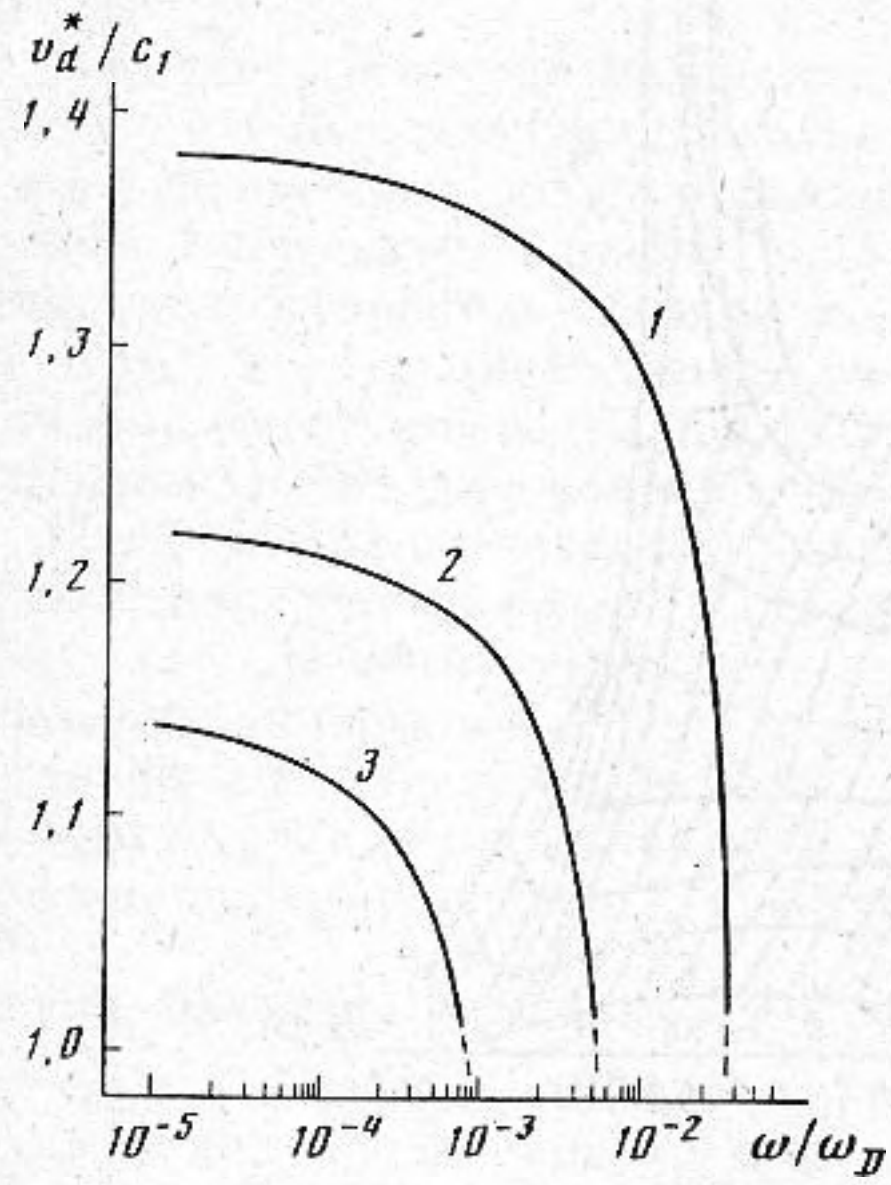
Как видно из анализа (3), решение в виде ЭОПВ существует только при сверхзвуковом дрейфе $\gamma<0$, если дополнительно

$$\gamma^2(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)(1-e_{14}^2\varepsilon_1/e_{15}^2\varepsilon_2)+(\omega_c/\omega)^2\geqslant 0. \qquad (4)$$

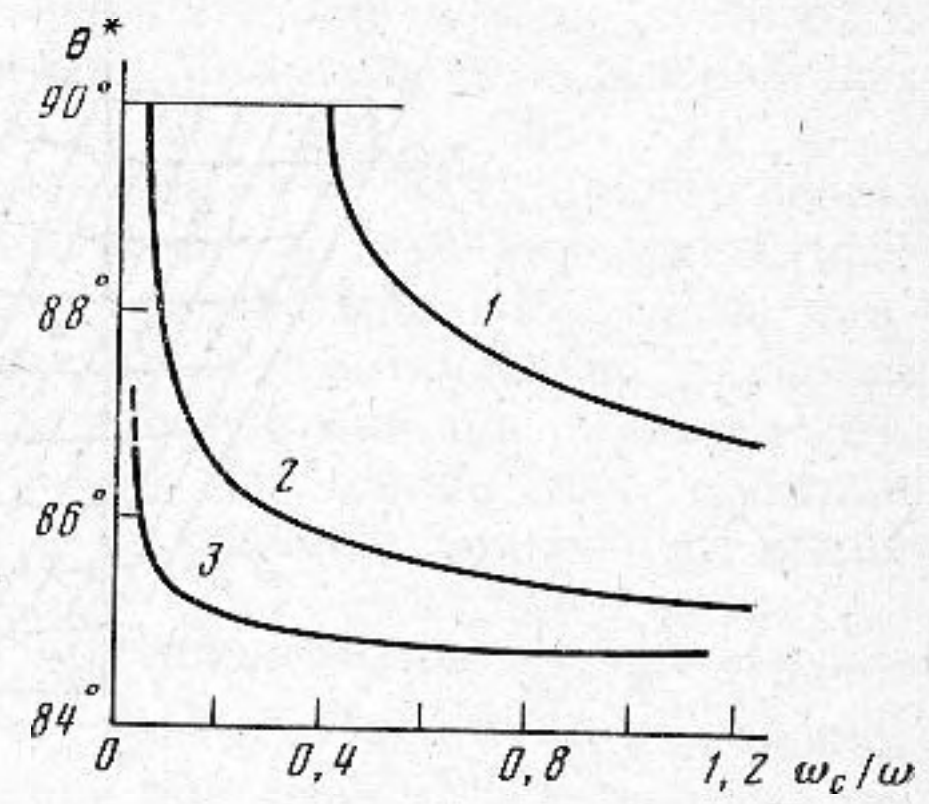
От уравнений (3) нетрудно перейти к эквивалентной системе

$$(1-\xi^2)^{1/2} \approx [\xi K_{15}^2 - a(\xi^2-b^2)^{1/2}]^{1/2} [a(\xi^2-b^2)^{1/2} - \xi S K_{15}^2]^{1/2},$$
$$\gamma \simeq -\frac{\omega_c}{\omega} [K_{15}^2 \xi - a(\xi^2-b^2)^{1/2}] / (1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)(1-\xi^2)^{1/2}, \quad (5)$$

где $S=(1-e_{14}^2\varepsilon_1/e_{15}^2\varepsilon_2)/(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)$ и $a=0$, если в (4) имеет место равенство. При этом решение системы (5) определяет собственную поперечную волну объемного излучения в пьезоэлектрике [5], которой в полупроводнике



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Зависимость резонансного значения скорости дрейфа носителей заряда от параметра ω/ω_D при $\lambda_2/\lambda_1^*=0{,}3$: *1* – $K_{15}^2=0{,}3$, *2* – $K_{15}^2=0{,}25$, *3* – $K_{15}^2=0{,}23$

Фиг. 5. Зависимость резонансного угла падения θ^* от ω_c/ω при $\lambda_2/\lambda_1^*=0{,}3$, $K_{15}^2=0{,}3$: *1* – $\omega/\omega_D=10^{-2}$, *2* – $\omega/\omega_D=10^{-3}$, *3* – $\omega/\omega_D=10^{-4}$

вследствие отсутствия при $a=0$ акустического контакта между материалами сопутствуют только поверхностные пьезополяризационные колебания электрического поля и вызываемые ими вариации плотности носителей заряда.

Происхождение собственного объемного излучения в пьезоэлектрик было объяснено в [5] как «сверхизлучение» черенковского типа электрозвуковой волной в условиях, когда ее скорость распространения вдоль границы превосходит объемную скорость поперечных волн. Там же отмечалась возможность ПРУ поперечной волны при отражении в структуре пьезоэлектрик – полупроводник с зазором в условиях пространственного синхронизма с этой собственной поперечной волной объемного излучения. Для пьезокристаллов средних сингоний это, по-видимому, единственный и весьма специфический случай, когда отсутствие акустического контакта в слоистой структуре не исключает проявления резонансных свойств и допускает возможность ПРУ при отражении акустических волн. Заметим, однако, что классы симметрии 6 и 4 чрезвычайно бедны представителями [17] и к тому же характеризуются слабой поперечной пьезоактивностью материалов: $e_{14}^2 \ll e_{15}^2$. Поэтому для выполнения равенства в (4) требуется дополнительно обеспечить условие $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$, что делает невозможным экспериментальную проверку указанного в [5] случая ПРУ.

Условие $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$ также отмечалось в [13] как оптимальное для существования на границе акустического контакта пьезоэлектрика класса $6mm$ ($4mm$) с полупроводником ЭОПВ, однако оно не вызывает возражений, так как в указанных классах симметрии кристаллизуются сегнетоэлектрики, обладающие аномально высокой диэлектрической проницаемостью

$\varepsilon_1 \sim 10^3$. Кроме того, к классу $6mm$ может быть отнесена фактически поляризованная пьезокерамика (пьезотекстура группы симметрии ∞m), для которой подобное соотношение диэлектрических проницаемостей выполняется почти всегда. В силу данных обстоятельств ограничимся далее исследованием ПРУ при отражении поперечной волны на границе акустического контакта пьезоэлектрика класса $6mm$ ($4mm$) с полупроводником.

Конкретные особенности проявления ПРУ исследуем численными методами на примере границы, образуемой поляризованной пьезокерамикой и полупроводником при «неоптимальном» соотношении диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1{,}78$ и параметрах $c_1/c_2=0{,}7$, $\omega_c/\omega=1{,}151$. Остальные величины λ_2/λ_1^*, ω/ω_D, v_d/c_1, K_{15}^2 будем варьировать в зависимости от исследуемых деталей без ограничения диапазона частот условием $\omega \ll \omega_D$, выбирая в качестве исходных аналитических выражений формулы (1)—(2). «Резонансные» значения угла падения θ^* и скорости дрейфа v_d^* определялись численным решением на ЭВМ системы нелинейных уравнений $\mathrm{Im}(Z_{вх})=0$, $\mathrm{Re}(Z_{вх})+Z_1=0$ по простой схеме половинного деления. Точность определения величин θ^*, v_d^*/c_1 ограничивалась возможностью представления в ЭВМ малых чисел без округления до нуля в младших разрядах после десятичной запятой и составила $\sim 10^{-11}$.

На фиг. 2 показан типичный рельеф поверхности $|A_R|$ над плоскостью $(\theta_1, v_d/c_1)$, рассчитанный для случая $\lambda_2/\lambda_1^*=0{,}2$, $K_{15}^2=0{,}3$ и $\omega/\omega_D=10^{-5}$. Видно, что при $\theta_1 \simeq \theta^*$ и $v_d<c_1$ ($\theta^* \approx 85{,}81°$, $v_d^*/c_1 \approx 1{,}89169$) эта поверхность имеет характерную впадину ослабления отраженной волны при закритических углах падения и дозвуковом дрейфе. По мере того как $v_d \to v_d^*$, дозвуковой дрейф сменяется сверхзвуковым, кривизна поверхности сменяет знак, а образующаяся выпуклость вытягивается в предельно острый резонансный пик в котором $|A_R| \sim 10^{10}$ (это указывает на наличие ПРУ; большие значения $|A_R|$ невозможно получить из-за ограниченной машинной точности приближения к резонансным значениям θ^* и v_d^*). Положение резонансного пика зависит от K_{15}^2 и ω/ω_D (фиг. 3), причем существует ограничение на величину K_{15}^2 снизу. Область резонансных значений скорости дрейфа $v_d^*/c_1>1$ наоборот ограничена по параметру ω/ω_D сверху. Как показывает анализ кривых фиг. 4, величина v_d^*/c_1 с ростом ω/ω_D, т. е. при повышении частоты или диффузии носителей заряда в полупроводнике, круто спадает до предельной величины, равной единице. Соответствующее предельное значение отношения ω/ω_D тем выше, чем больше K_{15}^2. Добавим, что диапазон изменения параметра ω_c/ω, допускающего ПРУ, ограничен снизу и, как видно из поведения кривых фиг. 5, начинается тем ближе от значения $\omega_c/\omega=0$, чем меньше ω/ω_D.

Для целенаправленного поиска пар материалов, допускающих ПРУ, важно установить указанные ограничения в явном аналитическом виде. С этой целью обратимся к решению уравнения $Z_{вх}+Z_1=0$ на основе точных формул (1), (2). Для пьезоэлектриков класса $6mm$ можно показать, что исходным условием существования вещественного корня ξ уравнения $Z_{вх}+Z_1=0$ при сверхзвуковом дрейфе $\gamma<0$ является условие $b<\xi\leqslant 1$. Ограничение ξ снизу заведомо выполняется при полном отражении. Таким образом, устанавливается требование $\xi\leqslant 1$. Знак равенства соответствует при точном решении, как и в (3), наличию в системе строго «звукового» дрейфа $\gamma=0$, причем предельное значение $\xi=1$, $\gamma=0$ определяет как раз такую комбинацию параметров, при которой нарушается условие существования ПРУ. Рассматривая на основании (1), (2) решение уравнения $Z_{вх}+Z_1=0$ при $\gamma\to 0$, для околопредельных значений $\xi\leqslant 1$ получим оценку

$$\xi \approx \frac{a(1-b^2)^{1/2}}{K_{15}^2}\left[1+\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\left(1+b^2\frac{\omega_c\omega_D}{\omega^2}\right)^{-1/2}\right], \qquad (6)$$

тем более точную, чем ближе ξ к единице. Для случая пьезоэлектриков класса 6(4) аналогичная оценка получается, если в (6) произвести замену: $K_{15}^2 \to K_{15}^2-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}K_{14}^2\left(1+b^2\frac{\omega_c\omega_D}{\omega^2}\right)^{-1/2}$. Налагая на ξ в (6) ограничение

$\xi \leqslant 1$, после преобразований найдем следующее ограничение по частоте, определяющее область существования ПРУ

$$\omega \leqslant b\sqrt{\omega_c \omega_D}\,\frac{[K_{15}^2/a(1-b^2)^{1/2}-1]^{1/2}}{\sqrt{(\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2-[K_{15}^2/a(1-b^2)^{1/2}-1]^2}}. \tag{7}$$

Оно предполагает дополнительно, что

$$1<K_{15}^2/a(1-b^2)^{1/2}<1+\varepsilon_1/\varepsilon_2. \tag{8}$$

Для ультразвука заданной частоты ω из (7) нетрудно получить ограничение на любую величину или комбинацию величин, стоящих в правой части. Так, например, обнаруживаемое на фиг. 3 ограничение на величину K_{15}^2 имеет вид

$$K_{15}^2 \geqslant a(1-b^2)^{1/2}\left[1+\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\left(1+\frac{\omega_c\omega_D}{\omega^2}b^2\right)^{-1/2}\right]. \tag{9}$$

Произведенная по формуле (9) оценка $(K_{15}^2)_{\min}$ для случая кривых фиг. 3 дает при $\omega/\omega_D=10^{-4}$ и $\omega/\omega_D=10^{-2}$ соответственно $(K_{15}^2)_{\min}\approx 0{,}2193$ и $(K_{15}^2)_{\min}\approx 0{,}2646$, хорошо согласующиеся с данными численного счета кривых фиг. 3. Аналогичным образом хорошо согласуются оценки $(\omega/\omega_D)_{\max}$, $(\omega_c/\omega)_{\min}$ из (7) с их значениями, которые получаются экстраполяцией кривых фиг. 4, 5 вдоль штриховых линий.

Применим формулы (7), (8) к результатам расчета, проведенного в [6] для границы CdS – полупроводник. Учитывая, что $a\approx 0{,}58$, $K_{15}^2\approx \approx 3{,}55\cdot 10^{-2}$ и $b\approx 0{,}988$, имеем $K_{15}^2/a(1-b^2)^{1/2}\approx 0{,}92$ и, следовательно, условие (8), предваряющее (7), не выполняется. Это позволяет заключить, что в данном случае имеет место НРУ. Данные расчетов в [6] и дополнительно предпринятые контрольные расчеты величины $|A_R|$ соответствуют сделанному выводу и, в частности, показывают, что $|A_R|\leqslant 13$.

Вывод о наличии ПРУ при отражении поперечной волны на границе пьезоэлектрик – полупроводник имеет практическое значение, так как показывает, что в слоистых структурах подобного типа из-за возможного присутствия в пространственных спектрах акустических шумов фурье-компонент, скользящих под углами $\alpha \sim \frac{\pi}{2}-\theta^{\cdot}$ к границе, имеется опасность их мощного усиления (генерации, если иметь в виду особое значение нелинейных эффектов при ПРУ) по отношению к полезному сигналу. Заметим, что для этого вовсе не обязательно, чтобы падение волны происходило только со стороны пьезоэлектрика. При условии $c_1>c_2$ аналогичные эффекты имеют место, если волна падает на пьезоэлектрик со стороны полупроводника. Решение соответствующей граничной задачи приводит к формулам (1), (2) с переставленными местами Z_1 и Z_2. Разумеется, что структура электрозвуковой волны, на которой в этом случае происходит ПРУ, отличается от описанной в [13] структуры ЭОПВ тем, что ее поверхностная локализация происходит в самом пьезоэлектрике (в этом смысле она ближе к обычным электрозвуковым поверхностным волнам, чем ЭОПВ), а объемное излучение плоской поперечной волны от границы осуществляется в полупроводник.

В заключение отметим, что пространственно-селективное нарастание шумов вследствие ПРУ можно, по-видимому, положить в основу метода косвенной экспериментальной проверки выводов теории.

Выражаем благодарность С. В. Богданову за любезно предоставленную возможность ознакомиться с дополнительными материалами и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Об одной возможности усиления упругих волн при отражении от свободных границ пьезодиэлектрических кристаллов.– Акуст. журн., 1973, т. 19, № 6, с. 418–420.
2. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Сопутствующие поверхностные колебания в пьезоэлектриках и усиление ультразвука при отражении от полупроводника с током.– ФТТ, 1974, т. 16, № 10, с. 3144–3146.

3. *Косачевский Л. Я., Цыбулько В. А.* Об усилении звука при отражении от свободной границы орторомбического кристалла.– Физ. тв. тела. Межвед. респ. сб., 1977, № 7, с. 16–19.
4. *Можаев В. Г.* Свертка на сдвиговых волнах в слоистой структуре пьезоэлектрик – полупроводник.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 2, с. 285–290.
5. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982.
6. *Белый В. Н., Пашкевич Г. А.* Усиление ультразвука в условиях полного отражения от слоистых систем, содержащих пьезополупроводниковые слои с дрейфом носителей заряда. Препринт № 324, Минск: Институт физики АН БССР, 1984.
7. *Лямшев Л. М.* Прохождение звука через пьезополупроводниковую пластину в жидкости.– Акуст. журн., 1968, т. 14, № 3, с. 474–476.
8. *Косолапова О. А., Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Об отражении сдвиговых волн от плоских границ пьезополупроводниковых кристаллов.– VIII Всесоюзн. Акуст. конф. Рефер. докл. М.: 1973, т. 2, с. 202.
9. *Шевяхов Н. С.* Некоторые особенности отражения и рассеяния сдвиговых волн в пьезоэлектрических и ферритовых кристаллах.– Автореф. дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. М.: АКИН, 1980.
10. *Лямов В. Е.* Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983.
11. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
12. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
13. *Шевяхов Н. С.* Электрозвуковые объемно-поверхностные волны на смежной границе пьезоэлектрика с полупроводником.– Акуст. журн., 1985, т. 31, № 4, с. 565–567.
14. *Koerber G., Vogel R. F.* Generalized Bleustein modes.– IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, 1972, v. SU-19, № 1, p. 3–8.
15. *Кессених Г. Г., Любимов В. Н., Санников Д. Г.* Поверхностные упругополяризационные волны на доменных границах в сегнетоэлектриках.– Кристаллография, 1972, т. 17, № 3, с. 591–594.
16. *Maerfeld C., Tournois P.* Pure shear elastic surface wave quided by the interface of two semi-infinite media.– Appl. Phys. Letts, 1971, v. 19, № 14, p. 117–118.
17. *Шаскольская М. П.* Кристаллография. М.: Высшая школа, 1984.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12.XII.1984

Ульяновский сельскохозяйственный
институт