Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 9, стр. 615 – 619 *5 ноября 1977 г.*

ОБЪЯСНЕНИЕ НОВОГО КЛАССА ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЭХА

Л.А.Чернозатонский

Дано объяснение экспериментальным зависимостям поляризационного эха нового класса в пьезополупроводнике [1]. Указано на возможность наблюдения "конверсионного" эха, а также максимумов эха при переменном дрейфе на низких субгармониках начального сигнала.

Известно [2, 3], что поляризационное эхо в пьезоэлектриках возникает из-за взаимодействия звуковой волны (ω_α, $\mathbf{q}_\alpha$), возбуждаемой в момент $t_1 = 0$ электрическим полем на частоте ω_1, ($\omega_1 = \omega_\alpha \equiv q_\alpha v_\alpha$, $\mathbf{q}_\alpha$ – волновой вектор, α – индекс поляризации звука) и электрического поля на частоте $\Omega = 2\omega_1$ (в $t_2 = \tau$). Оно обнаруживается по обратной волне ($-\omega_\alpha$, $\mathbf{q}_\alpha$) в момент времени 2τ (параметрическое эхо), либо в момент $T + \tau$ (голографическое эхо) при считывании третьим импульсом (в $t_3 = T$) статической голограммы (0, $\mathbf{q}_\alpha$), образованной прямой волной и вторым импульсом на частоте $\Omega = \omega_1$. Обнаруженный недавно [1] новый класс поляризационного эха в пьезополупроводнике ($\sigma \sim 10^{-7}$ $ом^{-1} \cdot см^{-1}$, $T = 4{,}2$К) при возбуждении электрическим полем на субгармонике $\Omega = 2\omega_1/m$ ($m = 1, 2, \ldots$) не получил до сих пор удовлетворительной интерпретации[1]. Цель данной статьи – объяснить эксперименты [1] в рамках линейной теории звукового резонанса в пьезополупроводнике с переменным электрическим полем [4], и, кроме того, указать на появление эха в условиях, отличных от [1].

---

[1] Авторы [1] пытались качественно его объяснить ионизацией примесей в переменном электрическом поле, но количественные оценки на порядок превышают экспериментальные величины полей [1].

Пусть в пластине полупроводника (рис. 1) под углом θ к нормали распространяется звуковая волна, возбужденная первым импульсом электрического поля на частоте ω_1,

$$\mathbf{u} = \mathbf{b}_a u_a(\mathbf{r}, t)\exp\{iq_a x - i\omega_1 t\} + \text{к.с.}, \tag{1}$$

где $u_a(\mathbf{r}, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда, $\mathrm{x} = x\mathbf{q}_a/q_a$, $\mathbf{b}_a$ – вектор поляризации. При включении второго импульса $\vec{\varepsilon}_2(t) = \mathrm{E}_0 + \mathrm{E}_2\cos\Omega t$ звуковая волна (1) вместе с сопровождающими ее волнами пьезополя $\mathrm{E}_{\sim}$ и электронной плотности $n_{\sim}$ оказываются в области однородного поля $\vec{\varepsilon}_2(t)$. Для полупроводниковой плазмы электрическое поле (в отличие от диэлектрика [2, 3]) не является малым параметром: переменным полем возбуждаются ряд гармоник волны электронной плотности и, соответственно, гармоники пьезополя [4]. Поэтому упругая система находится в условиях параметрического резонанса, когда со звуковой волной (1) связывается обратная волна $u_{-a'}(\mathbf{r}, t)\exp\{iqx + i\omega_{a'}t\}$ с тем же волновым вектором $\mathbf{q}_{a'} = \mathbf{q}_a = \mathbf{q}$ и с частотой [4]:

$$\omega_{a'} = m\Omega - \omega_a > 0 \qquad m = 1, 2, \ldots . \tag{2}$$

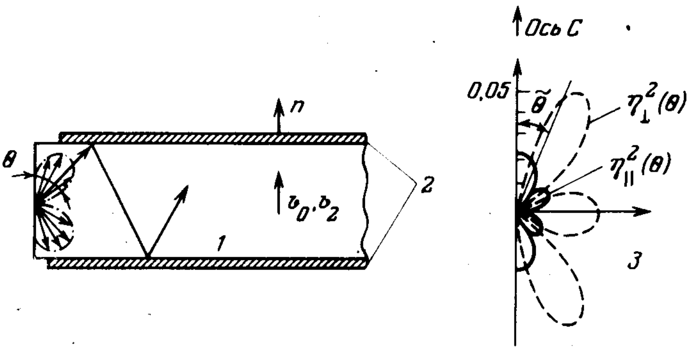

Рис. 1. Схема эксперимента [1]: *1* – пластина из CdS с осью *C* по нормали **n**, *2* – электроды, *3* – пьезоконстанты [5]

Для такой конверсии через плазму акустической волны a в обратную a' направление распространения q должно быть пьезоактивным: $\eta_{a'}\eta_a \neq 0$, η_a – пьезоконстанта. Например, в CdS для продольной и поперечной волн $(\gamma_{\parallel}\,\eta_{\perp})_{max} = 0{,}026$ при $\tilde{\theta} = 20°$ [5] (см. рис. 1).

Из системы уравнений непрерывности с линеаризованным током, Пуассона и теории упругости [4] легко получить уравнения связи амплитуд u_a и $u_{-a'}$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathrm{x}} \mathrm{v}_g^{\,a\,(-a')} + \Gamma_{a\,(-a')}\right) u_{a\,(-a')} = \omega_{a\,(-a')} R_{a\,(-a')}\, u_{-a'\,(a)}\,,$$

$$(\omega_{-a'} \equiv -\omega_{a'}). \tag{3}$$

Здесь $\Gamma = \gamma_{\text{вяз}} + \gamma$, v_g и $\gamma_{\text{вяз}}$ – групповая скорость и декремент звука в отсутствии носителей заряда, γ и R – электронные декремент и параметр связи. Для импульсов, ширина которых много меньше промежутка между ними: $\tau_{1,2} << \tau$ (рис. 2,*а*), из (3) найдем

$$u_{-a'}(x = 0,\ t = \tau + \tau') \approx \omega_{-a'} R_{-a'}(\mathrm{E}_2, \mathrm{E}_0)\, u_a(t = 0) e^{-\Gamma_a^\circ \tau - \Gamma_{a'}^\circ \tau'} \times$$

$$\times \frac{(e^{-\Gamma_a \tau_2} - e^{-\Gamma_{-a'} \tau_2})}{\Gamma_a - \Gamma_{-a'}}, \qquad \tau' = \tau \frac{v_a}{v_{a'}}, \tag{4}$$

(Γ° – декремент в отсутствии поля), пренебрегая обратным влиянием на прямую волну в момент действия короткого второго импульса:

$$|\, u_{-a'}(\Delta t = (0, \tau_2))/u_a(t = 0)\,| << 1,$$

что обычно выполняется на эксперименте [1 – 3]. Таким образом, при возбуждении обратной волны a' сигнал "конверсионного" эха, прямо пропорциональный $u_{-a'}(0, \tau + \tau')$ за счет пьезоэффекта, возникает на частоте $\omega_{a'}$ спустя время $\tau + \tau'$ после включения первого импульса (рис. 2,*а*). При $\Omega = 2\omega_a/m$ т.е. при возбуждении обратной волны той же поляризации эхо возникнет через 2τ [1].

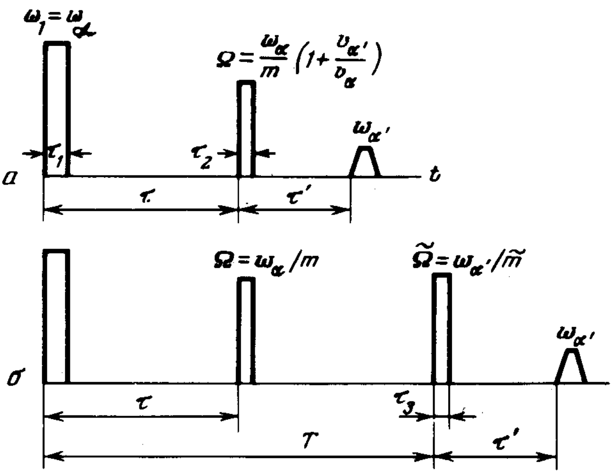

Рис. 2. Схемы импульсов ($\tau_{1,2,3} << \tau$, $v_a < v_{a'}$): *а* – параметрическое эхо, *б* – голографическое эхо

Если частота второго импульса равна $\Omega = \omega_a/m$, то в кристалле с уровнями рекомбинации [6] "запомнится" m-я гармоника неравновесной плотности носителей: $n_m(\mathbf{q}) \exp\{iqx - (t - \tau)/T_1\}$, медленно релаксирующая со временем T_1. Такая голограмма может "считываться" третьим импульсом поля на частоте $\widetilde{\Omega} = \omega_{a'}/\widetilde{m}$ в момент $t = T$ $(T < T_1)$. Эхо возникнет на частоте $\omega_{a'}$ спустя время $T + \tau'$ после первого импульса (рис. 2,*б*). При $\widetilde{\Omega} = \omega_a/\widetilde{m}$ эхо возникает через $T + \tau$ (в [1] $\widetilde{\Omega} = \omega_a$).

Наибольшее влияние на упругую систему плазма оказывает тогда, когда одна из гармоник плотности $N(l)$ находится в области дрейфового резонанса [4]:

$$\Delta_l << \Omega(\Delta_l = \omega_a - \mathbf{q}\mathrm{v}_o - l\Omega,\ l = 0, \pm 1, \ldots),\qquad \text{т.е. } v_o \approx v_{l,m}(\theta) = \frac{v_a}{\cos\theta} \times$$

$$\times\left(1 - \frac{l}{m}\left(1 + \frac{v_{a'}}{v_a}\right)\right) \tag{5}$$

$$\text{при } 2\pi a/\Omega << 1 \quad \left(a = \omega_a\left(\frac{\omega_c}{\omega_a} + \frac{\omega_a}{\omega_D}\right),\quad \Omega = \omega_a\left(1 + \frac{v_{a'}}{u_a}\right)/m \text{ из } (2)\right). \tag{6}$$

Здесь $\omega_D = v_a^2/\omega_c r_o^2$, ω_c – максвелловская частота, r_o – радиус Дебая, $\mathrm{v}_o = \mu \mathrm{E}_o$, μ – подвижность. Ниже рассматривается только этот случай, так как в [1] условие (6) было выполнено: $\omega_c \sim 10^6$ *сек*$^{-1}$, $\omega_a \sim 10^9$ *сек*$^{-1}$, $\omega_D \sim 10^{12}$ *сек*$^{-1}$, а параметры γ ($\gamma >> \gamma_{\text{вяз}}$) и R оказываются примерно в a/Ω раз больше чем при $v_o \neq v_{l,m}(\theta)$ и имеют простой вид (ср. [4]):

$$\gamma_{\substack{a\\(-a')}} = \frac{1}{2}\,\eta^2_{\substack{a\\(a')}}\,\omega_{\substack{a\\(-a')}}\,\frac{\omega_c\,\Delta_{l(l-m)}}{\Delta^2_{l(l-m)} + a^2}\,J^2_{l(l-m)}(\xi);$$

$$R_{\substack{a\\(-a')}} = \frac{(-1)^m}{2}\,\eta_a\eta_{a'}\,\omega_{\substack{a\\(-a')}}\,\frac{\omega_c J_l(\xi)J_{l-m}(\xi)}{\Delta_{l(l-m)} + ia}, \tag{7}$$

где $J_l(\xi)$ – функция Бесселя, $\xi = \mu \mathbf{q}\mathrm{E}_2/\Omega$. Как видно из (4) – (7) максимальный отклик $u_{-a'}$ должен возникать не только из-за малости диффузионного тока ($\omega_a << \omega_D$) [1], но также из-за малости максвелловской экранировки поля E_2 ($\omega_a \gtrsim \omega_c$) и при определенных значениях постоянного дрейфа (5). Физический смысл правил отбора [1] прямо вытекает из условий дрейфового резонанса (5) – (6). Так без дрейфа ($\mathrm{E}_o = 0$) условие (5) выполняется для $m\Omega = 2\omega_a$ при четном числе m:

$$m = 2p,\quad \text{т. е. } p\Omega = \omega_a (p = 1, \ldots) \qquad \text{при } v_o = 0. \tag{8}$$

Число m может быть любым только когда скорость дрейфа находится вблизи значения $v_a/\cos\theta$ ($l = 0$ в (5)), а не просто при $\mathrm{E}_o \neq 0$ [1]:

$$m\Omega = 2\omega_a \ (m = 1, \ldots) \qquad \text{при } v_o \approx v_{o,m}(\theta) \equiv v_a/\cos\theta.$$

Это правило справедливо и для "конверсионного" эха ($a' \neq a$ в (3) – (6)). Отметим, что по максимуму эха при $v_o \approx v_{o,m}$ можно оценить подвижность носителей: в образцах [1] $\mu = v_a/(\cos\theta\, E_o) = 40 \div 60$ *см*^{2}/*в·сек*.

Характерно, что при малых амплитудах E_2, когда $\xi << 1$, для $m = 2p$ отношение амплитуд эха (см. (4) (7)):

$$|\,u^p_{-a}(\Delta_o = a)/u^p_{-a}(v_o = 0)| \approx p!\,e^{\Gamma_M \tau_2}/(\Gamma_M \tau_2 (p+1)\cdot\ldots\cdot 2p) \tag{10}$$

не зависит от поля E_2 и определяется параметром $\Gamma_M \tau_2$, $\Gamma_M = \eta_a^2 \omega_a : 4(1 + q^2 r_o^2)$. Это и наблюдается на эксперименте [1] рис. 1: для $\Omega = \omega_a$ отношение (10) равно 2,5 при E_2 на 12,9 и 6 *дб* ниже амплитуды источника напряжения. Из-за большого инкремента Γ_M эхо проявляется при $v_o \cong v_a/\cos\theta$ и для $m = 3, 4, 5, 6$ (рис. 2 [1]). Широкие максимумы в зависимости эха от поля $\tilde{E}_o$ [1] возникают, вероятно, за счет возбуждения первым импульсом звуковых волн в угловом конусе (рис. 1) и поэтому максимальный отклик от разнонаправленных волн – $u_{-a}(\theta_i)$ будет при различных значениях $(v_o)_i = v_{l,m}(\theta_i)$ (рис. 3). Величина $v_{l,m}(\theta)$ в (5) может быть меньше скорости звука v_a, например, максимум эха u_{-a} ($m = 4$) при $v_o \cong v_a/2\cos\theta$ на рис. 3.

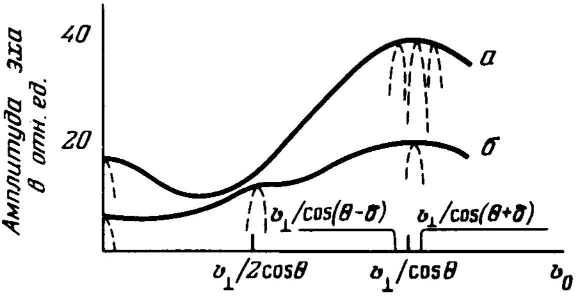

Рис. 3. Зависимость параметрического эха от постоянного дрейфа носителей: ——— – эксперимент [1], - - - - – расчет по формулам (4) – (7) для поперечных волн с $\theta = 30°$, где $\eta_\perp^2(30°)_{max} = 0{,}056$ [5] ($\delta = 10°$). $а$ – $\Omega = \omega_1 = 2\pi \cdot 230$ *Мгц* ($m = 2$), $б$ – $\Omega = \omega_1/2 = 2\pi \cdot 225$ *Мгц* ($m = 4$); ($v_2/v_\perp = 0{,}3$, $\Gamma_M \tau_2 = 2$)

При больших амплитудах E_2, когда $v_2/v_a \sim 1$, $v_2 = \mu E_2$, параметр связи $R^p_{-a} \sim J_p^2(p v_2 \cos\theta / v_a)$ медленно спадает с номером p ($J_1^2(1) \approx 0{,}2, \ldots, J_8^2(10) \approx 0{,}1$). Следовательно, можно наблюдать эхо ($u_{-a} \sim R_{-a}$ из (4)) на низких субгармониках $\Omega = \omega_a/p$, $p >> 1$.

Максимумы голографического эха при $\Omega = \omega_1/m$ [1] также объясняются присутствием плазмы носителей в области дрейфового резонанса (5) – (6).

Автор благодарен В.М.Левину и А.А.Чабану за полезные обсуждения.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
5 августа 1977 г.

Литература

[1] N.S.Shiren, R.L.Melcher. Proc. US Symp. 1974, IEEE, N.Y.1974; R.L.Melcher, N.S.Shiren. Phys. Rev. Lett., 34, 731, 1975.

[2] A.Brillman, C.Frenois, J.Joffrin, A.Levelut, S.Ziolkiewicz, J.Phys. (Paris), 34, 453, 1973.

[3] Г.А.Смоленский, С.Н.Попов, Н.Н.Крайник, Б.Д.Лайхтман, Е.А.Тараканов. ЖЭТФ, 72, 1427, 1977.

[4] В.М.Левин, Л.А.Чернозатонский. ЖЭТФ, 59, 142, 1970.

[5] В.И.Пустовойт, Л.А.Чернозатонский. ФТП, 6, 1311, 1972.

[6] А.А.Чабан. Письма в ЖЭТФ, 15, 108, 1972.