АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 1

УДК 534.2–16

КИНЕТИКА СТРУКТУРЫ ПОЛЕЙ ПРИ ЗАПИСИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Зеленская Т. Е.

Рассмотрен процесс записи ПАВ на примере волны Гуляева – Блюстейна за счет акустофоторефрактивного эффекта. Показано, что влияние границ кристалла и возникновения при записи не только объемного, но и поверхностного заряда приводит к зависимости структуры записанного поля от времени записи.

Вопросам взаимодействия акустических и световых полей в фоторефрактивных кристаллах уделяется в последнее время достаточно много внимания. Одним из проявлений этого взаимодействия является акустофоторефрактивный (АФР) эффект, состоящий в запоминании средой некоторой фазовой решетки, определяемой исходным акустическим сигналом [1–4]. Наибольший интерес вызывают работы, в которых запоминание происходит на той же пространственной частоте, которой характеризуется и исходный сигнал. В этом случае оказывается возможным воспроизведение сигнала [5, 6].

В большинстве экспериментальных работ АФР эффект изучался для ПАВ [1, 4]. Теоретические вопросы записи обсуждались в [2], но при этом ряд важных моментов не учитывался. Прежде всего оставалась неясной структура записанного сигнала, поскольку не было конкретизировано поле исходной ПАВ, не было принято во внимание влияние границ, не учитывался пьезоэффект. Наличие проводимости кристалла может привести к образованию поверхностного заряда на границе кристалла, который необходимо учитывать при записи, наряду с объемным зарядом. Эти факторы могут существенно изменить кинетику записи. Ниже на примере волн Гуляева – Блюстейна в кристаллах симметрии $6mm$ и $4mm$ будет показано, что учет этих моментов приводит к новому эффекту, а именно, к зависимости структуры записанного сигнала от времени записи.

Пусть в кристалле с электрически свободной поверхностью распространяется волна Гуляева – Блюстейна в направлении оси x_1. Ось x_2 является нормалью к поверхности пьезоэлектрика, а x_3 – осью симметрии 6-го порядка. Потенциал φ данной ПАВ можно представить в виде [7].

$$\varphi = B\left[e^{-\frac{\omega}{V}x_2} - \left(\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}+1\right)\exp\left(-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2\right)\right]\exp\left[-i\left(\frac{\omega}{V}x_1-\omega t\right)\right], \quad (1)$$

где ω, V – частота и скорость волны $\beta_2=\varepsilon_0 k_э^2/(\varepsilon_0+\varepsilon_{11})(1+k_э^2)$, ε_{11} – компонента тензора диэлектрической проницаемости, $k_э$ – коэффициент электромеханической связи.

Пусть образец облучается световым потоком, промодулированным по интенсивности с частотой ПАВ ω $I=I_0+I^m\cos\omega t$. При этом фотопроводимость σ кристалла оказывается промодулированной во времени по тому же закону

$$\sigma=\sigma^0+[\sigma^m\exp(i\omega t)+\text{к.с.}], \quad (2)$$

а ток проводимости $J_{пр}=\hat{\sigma}\mathbf{E}$ содержит независящую от времени, но модулированную в пространстве составляющую. В фоторефрактивных кристаллах возникновение такого тока приводит к появлению соответствующей квазистационарной решетки объемного заряда ρ, связанной с переходом носителей на центры захвата. Таким образом имеет место запись

полей, описываемых потенциалом φ^p и смещениями U^p, структура которых определяется исходной ПАВ.

Будем полагать, что решетка пространственного заряда в первом приближении не влияет на распространение звука. Это влияние нужно учитывать лишь при больших амплитудах записанного поля [6]. Также будем считать, что фотопроводимость носит монополярный характер, что типично для большинства фоторефрактивных кристаллов [9]. Кроме того, в соответствии с описанным выше механизмом записи, учитываем лишь две составляющие полного тока — ток смещения и ток проводимости. Тогда первое из уравнений, описывающих процесс записи, получим из уравнения непрерывности $\partial\rho/\partial t+\mathrm{div}(\hat{\sigma}\mathbf{E})^p=0$, где индекс p указывает, что из $\hat{\sigma}\mathbf{E}$ берется лишь квазистационарная составляющая тока проводимости. Эта составляющая, очевидно, может быть записана в виде $(\hat{\sigma}\mathbf{E})^p=-\sigma^0\,\mathrm{grad}\,\varphi^p-\sigma^m\,\mathrm{grad}\,\varphi$. В результате уравнение непрерывности, постулат Максвелла и уравнения равновесия упругой среды позволяют получить следующую систему уравнений, определяющих процесс записи ПАВ

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\sigma^0\nabla^2\varphi^p+\frac{\sigma^m}{2}B\frac{\omega^2}{V^2}(1-\beta_2^2)\left(1+\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}\right)\times$$
$$\times\exp\left(-i\frac{\omega}{V}x_1-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2\right),$$
$$\varepsilon_{11}\nabla^2\varphi^p-e_{15}\nabla^2u_3^p=-\rho, \tag{3}$$
$$c_{44}\nabla^2U_3^p+e_{15}\nabla^2\varphi^p=0,$$

где c_{44}, e_{15} — компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

К системе уравнений (3) необходимо добавить граничные и начальные условия, которые в случае электрически свободной поверхности будут

$$\left(c_{2ikl}\frac{\partial U_k^p}{\partial X_l}+e_{k2i}\frac{\partial\varphi^p}{\partial x_k}\right)\Big|_{x_2=0}=0, \tag{4}$$

$$(\varphi^p-\varphi_0^p)|_{x_2=0}=0, \tag{5}$$

$$\left(\sigma^0E_2+\frac{\partial D_2}{\partial t}\right)\Big|_{x_2=0}=\frac{\partial D_2^0}{\partial t}\Big|_{x_2=0}, \tag{6}$$

$$(D_2-D_2^0)|_{x_2=0,t=0}=0,\quad \rho|_{t=0}=0, \tag{7}$$

где D_2^0 и φ_0^p — нормальная компонента вектора электрической индукции и потенциал поля в вакууме. Отметим, что граничное условие $D_2|_{x_2=0}=D_2^0|_{x_2=0}$, принятое при расчете структуры полей голографических решеток [8], здесь использовать нельзя, поскольку на границе раздела может накапливаться поверхностный заряд, обусловленный проводимостью среды. Возможность появления поверхностного заряда условие (6) учитывает. Решая систему уравнений (3), получим

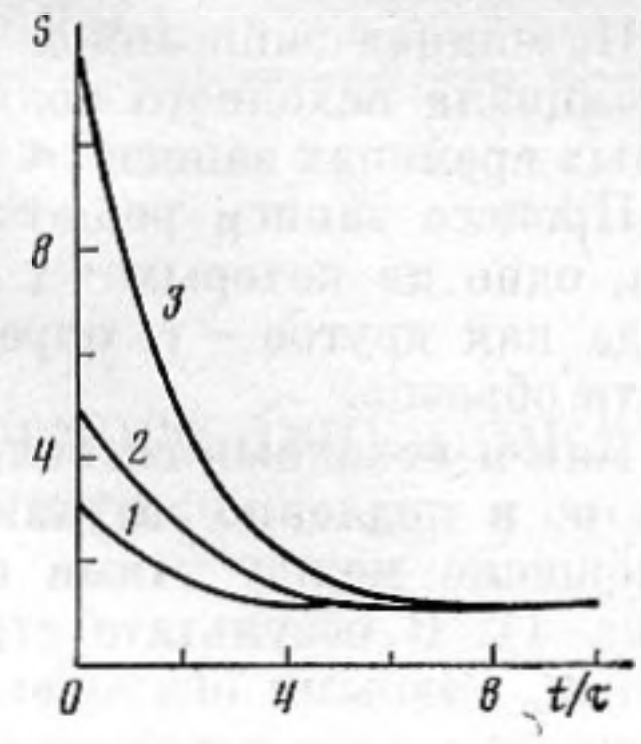
$$\rho=\frac{\sigma^m}{2\sigma^0}B\varepsilon_{11}(1+k_э^2)\frac{\omega^2}{V^2}(1-\beta_2^2)\left(1+\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}\right)e^{-i\frac{\omega}{V}x_1}e^{-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2}(1-e^{-t/\tau}),$$
$$\varphi^p=\frac{1}{1+k_э^2}\left[(A/t)e^{-\frac{\omega}{V}x_1}+\frac{\sigma^m}{2\sigma^0}B\left(1+\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}\right)(1-k_э^2)(1-e^{-t/\tau})\times\right.$$
$$\left.\times e^{-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2}\right]e^{-i\frac{\omega}{V}x_1},$$
$$U^p=Ce^{-\frac{\omega}{V}x_2}e^{-\frac{\omega}{V}x_1}-\frac{e_{15}}{c_{44}}\varphi^p,$$

где $\tau=(\varepsilon_{11}/\sigma^0)(1+k_э^2)$ — время максвелловской релаксации с учетом пьезоэффекта, $A(t)$ и C — произвольные постоянные, определяемые из

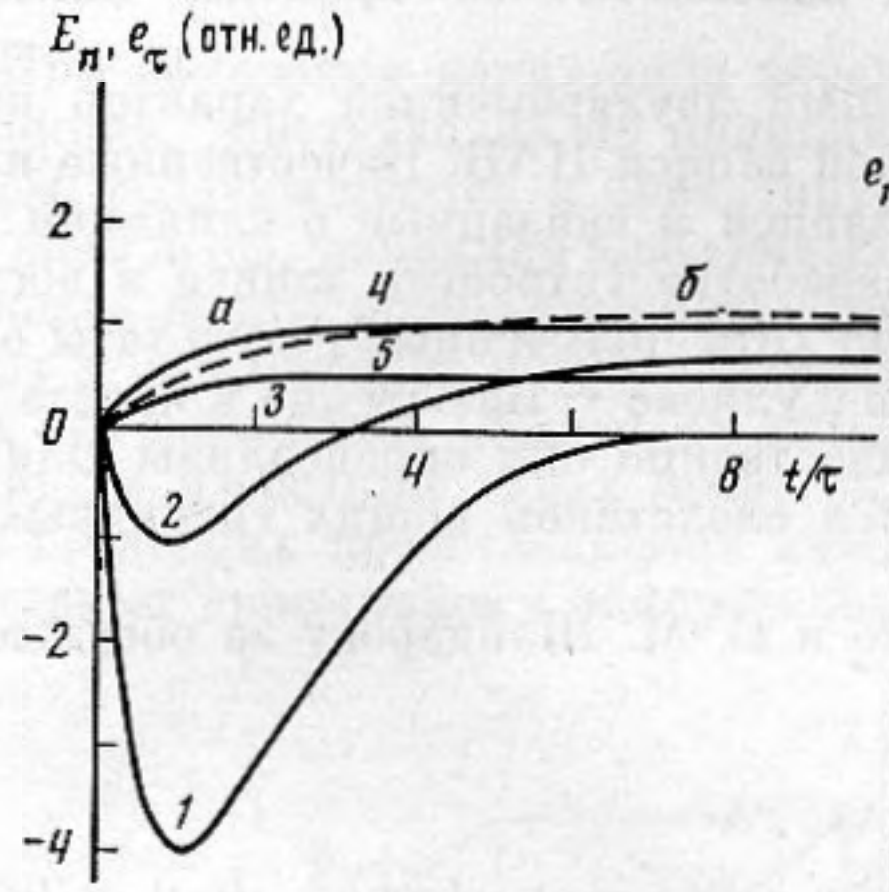
Фиг. 1. Зависимость отношения S быстро и медленно затухающих составляющих нормальной компоненты электрического поля на поверхности образца от времени записи: *1* – $k_э=0{,}7$, *2* – $k_э=0{,}5$, *3* – $k_э=0{,}3$

Фиг. 2. Зависимость нормальной E_n (*а*) и тангенциальной E_τ (*б*) компонент электрического поля решетки от времени записи при удалении от поверхности: *1* – $\omega x_2/V=0$, *2* – $\omega x_2/V=1$, *3* – $\omega x_2/V=100$, *4* – $\omega x_2/V=8$

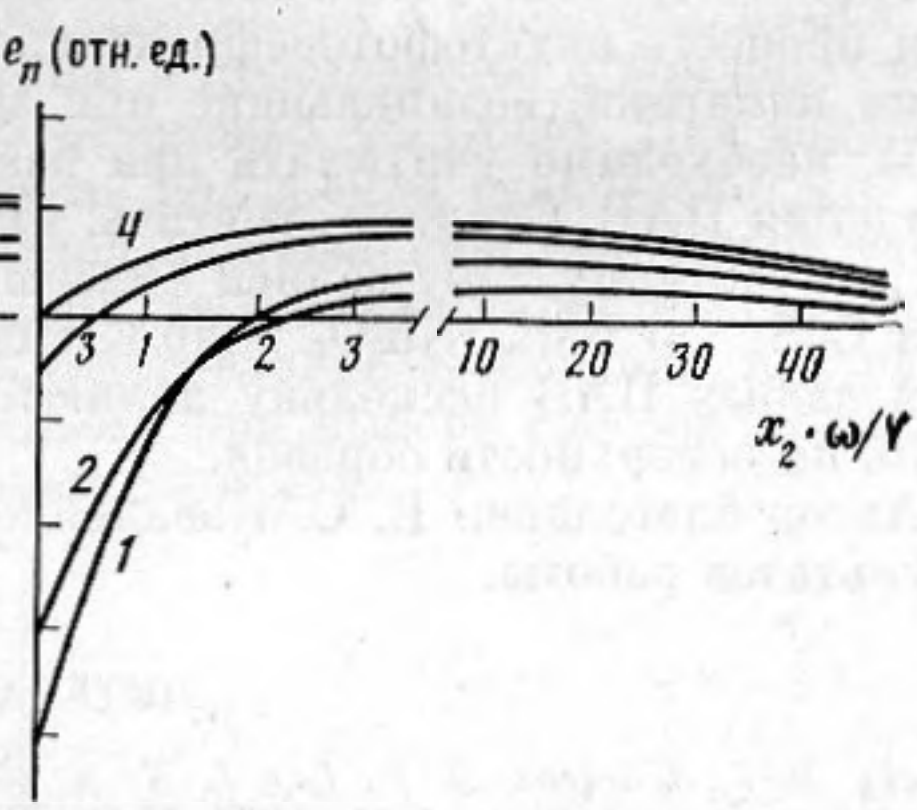
Фиг. 3. Распределение нормальной компоненты электрического поля E_n в различные моменты времени: *1* – $t/\tau=1$, *2* – $t/\tau=0{,}5$, *3* – $t/\tau=5$, *4* – $t/\tau=20$



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

(4)–(7). Из (4) ясно, что $C=0$, а из (6) следует уравнение

$$\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{1}{\tau_0}A=-\frac{\sigma^m}{2\tau^0}\frac{B}{\varepsilon_1(1+k_э^2)+\varepsilon_0}\left[k_э^2+\frac{\varepsilon_0+\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{11}}e^{-t/\tau}\right], \tag{8}$$

где величина $\tau_0=[\varepsilon_{11}(1+k_э^2)+\varepsilon_0]$ связана с релаксацией поверхностного заряда.

Решая (8) с учетом начального условия (7), окончательное выражение для потенциала φ^p получим в виде

$$\varphi^p=-\frac{\sigma^m}{2\sigma^0}B\left(1+\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}\right)\left\{\left[e^{-t/\tau_0}-e^{-t/\tau}-\frac{k_э^2}{(1+k_э^2)(1+\varepsilon_1/\varepsilon_0)}\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times(1-e^{-t/\tau_0})\right]e^{-\frac{\omega}{V}x_2}-(1-e^{-t/\tau})e^{-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2}\right\}e^{-i\frac{\omega}{V}x_1}. \tag{9}$$

Тангенциальная составляющая поля E_τ отличается от φ^p лишь множителем, нормальная компонента поля E_n записанной решетки определится следующим выражением

$$E_n=-\frac{\omega\sigma^m}{2V\sigma^0}B\left(1+\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}\right)(1+k_э^2)\left\{\left[\frac{k_э^2}{(1+k_э^2)(1+\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)}\times\right.\right.$$
$$\left.\times(1-e^{-t/\tau_0})+e^{-t/\tau_0}-e^{-t/\tau}\right]e^{-\frac{\omega}{V}x_2}-$$
$$\left.-(1-e^{-t/\tau})\frac{k_э^2}{(1+\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)(1+k_э^2)}e^{-\beta_2\frac{\omega}{V}x_2}\right\}e^{-i\frac{\omega}{V}x_1}. \tag{10}$$

Анализируя полученные для φ^p и E_n выражения (9), (10), можно сделать следующие выводы:

Потенциал записанной решетки φ^p может существенно отличаться от потенциала исходного поля ПАВ. Их совпадение имеет место лишь при малых временах записи $t \ll \tau_0, \tau$.

Процесс записи решетки характеризуется двумя временами релаксации, одно из которых — τ связано с рассасыванием объемного заряда, тогда как другое — τ_0 определяет процесс растекания заряда на поверхности образца.

Как и исходный сигнал, записанное поле содержит две составляющие, быстро и медленно затухающие при удалении от поверхности. Однако соотношение между этими составляющими в процессе записи меняется (фиг. 1). В результате структура записанного поля зависит от времени записи. Разными оказываются и временные зависимости E_n и E_τ. В то время как на поверхности образца E_τ монотонно возрастает во времени, для E_n существует оптимальное время записи $t \approx \tau$ (фиг. 2). Отметим, что распределение E_n по координате x_2 изменяется во времени наиболее сильно (фиг. 3).

Таким образом, установлен сложный двухвременной характер кинетики процесса акустофоторефрактивной записи ПАВ. Качественные изменения кинетики, возникающие при записи и связанные с влиянием границы, необходимо учитывать при разработке устройств записи и воспроизведения ПАВ. Следует отметить, что хотя полученные результаты относятся к частному типу записи (волны Гуляева — Блюстейна в кристаллах типа CdS, $(Sr_xBa_{1-x})Nb_2O_6$ и др.), качественно они справедливы для записи любых ПАВ поскольку являются следствием общих граничных условий на поверхности образца.

Автор благодарен Е. С. Коваленко и С. М. Шандарову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Berg N. J., Udeicon B. J., Lee J. N.* A new acoustophotorefractive effect in lithium niobate // Appl. Phys. Lett., 1977. V. 31. N 9. P. 555–557.
2. *Leavitt P. R.* Phenomenological theory at the acoustophotorefractive effect // Appl. Phys. Lett., 1979. V. 34. N 1. P. 771–772.
3. *Чабан А. А. Об* акустофоторефрактивном эффекте // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 837–839.
4. *Lee J. N., Berg N. J., Brody P. S.* Ir-Induced acoustophotorefractive memory effect in $LiNbO_3$ // Ferroelectrics, 1980, V. 27, N 1–4. P. 139–142.
5. *Деев В. Н., Пятаков П. А.* Фотоакустический эффект с памятью // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 76–80.
6. *Зеленская Т. Е., Шандаров С. М.* Фотогенерация акустических волн на голографической решетке в пьезокристаллах // Докл. АН СССР. 1986. Т. 289. № 3. С. 600–603.
7. Фильтры на поверхностных акустических волнах/под ред. Мэтьюза Г. М.: Радио и связь, 1981. 470 С.
8. *Шандаров С. М.* Влияние границы фоторефрактивного пьезокристалла на структуру наведенных полей при записи голографических решеток // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 3. С. 583–586.
9. *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука. 1983. 267 С.

Томский институт
автоматизированных систем
управления и радиоэлектроники

Поступила в редакцию
21.XI.1986