

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЛЯВА СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Бурлак Г. Н., Пустыльник Т. Н.

В настоящее время значительное внимание уделяется созданию акустоэлектрических устройств СВЧ-диапазона на поверхностных и нормальных акустических волнах [1]. При этом оказывается, что используемые способы возбуждения звука (встречно-штыревые и клиновидные преобразователи) в СВЧ-области неэффективны из-за малости длины возбуждаемых акустических волн. Это обуславливает поиск принципиально новых методов их возбуждения и приема [2].

В настоящей работе рассмотрено параметрическое возбуждение акустических волн Лява СВЧ электрическим полем в пьезоэлектрической пластинке ($0 \leq y \leq L$ — среда 1), имеющей упругий контакт с изотропной подложкой ($y \leq 0$ — среда 2). Отметим, что возбуждение объемных волн данным способом исследовано достаточно полно [3].

Для определенности рассмотрим пьезоэлектрик симметрии $6mm$, ориентированный гексагональной осью z вдоль плоскости раздела кристаллов, нормаль к которой направлена по оси y . Приложенное СВЧ-поле накачки частоты ω_n $E = E_0 \cos \omega_n t$ направлено вдоль z . Считая величину E_0 нулевого, а u и φ первого порядка малости, запишем уравнение движения для поперечной акустической волны, распространяющейся параллельно поверхности с вектором смещения $u = \{0, 0, u\}$ и потенциалом φ , в виде

$$(1) \quad \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial p_{iz}}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial \mathcal{D}_i}{\partial x_i} = 0,$$

где

$$p_{iz} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\lambda_1 + \eta E) u + \left(\frac{a}{4\pi} E - \beta \right) \varphi \right],$$

$$\mathcal{D}_i = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(aE - 4\pi\beta) u - (\epsilon_1 + 2\theta E) \varphi \right],$$

$i=1, 2,$

$\lambda_1 = \lambda_{44} = \lambda_{55}$, $\beta = \beta_{15} = \beta_{24}$, $\eta = \eta_{3,44} = \eta_{3,55}$, $a = a_{44} = a_{55}$, $\theta = \theta_{15} = \theta_{31} = \theta_{32} = \theta_{23}$ — соответственно упругие, пьезоэлектрические, нелинейно-пьезоэлектрические, электрострикционные и электрооптические модули кристалла, $\epsilon_1 = \epsilon_{11}$ — диэлектрическая проницаемость, ρ_1 — плотность, $E = E_0 \cos \omega_n t$. Решение (1) будем искать в виде

$$(2) \quad u = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u_m \exp[i(\Omega + m\omega_n)t - ikx + ix_0y].$$

Подставив (2) в (1), в первом порядке по E_0 получаем для u_m следующую бесконечную систему зацепляющихся уравнений:

$$(3) \quad [-(\Omega + m\omega_n)^2 + s_1^2(k^2 + \kappa_0^2)] u_m + 1/2 E_0 h (k^2 + \kappa_0^2) [u_{m+1} + u_{m-1}] = 0,$$

где $s_1 = \sqrt{\lambda_1(1 + K^2)}/\rho_1$, $K^2 = 4\pi\beta^2/\lambda_1\epsilon_1$, $h = |\epsilon_1\eta - 2a\beta - 2\lambda_1K^2\theta|/\rho_1\epsilon_1$.

Равенство нулю детерминанта системы (3) определяет зависимость $\Omega(k, \omega_n, \kappa)$. Поскольку реально $s_1^2 \gg E_0 h$, сохраним в (3) только члены с $m=0, -1$. В результате решение (1) можно записать в виде

$$(4) \quad \begin{aligned} u &= A(k, t) (C_1^+ e^{i\kappa_0 y} + C_1^- e^{-i\kappa_0 y}), \\ \varphi &= R[u + A(k, t) (C_2^+ e^{ky} + C_2^- e^{-ky})], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A(k, t) &= e^{\gamma t - ikx} (e^{i\Omega t} - i e^{-i\Omega t}), \\ \gamma &= E_0 h (k^2 + \kappa_0^2)^{1/2} / 4s_1 - \xi s_1, \\ R &= -\frac{4\pi}{\epsilon_1} \left[\beta - \left(\frac{a}{4\pi} + 2 \frac{\theta}{\epsilon_1} \beta \right) E \right], \\ \Omega &= s_1 \sqrt{k^2 + \kappa_0^2} = \omega_n / 2, \end{aligned}$$

$C_{1,2}^\pm$ — произвольные постоянные. Выражения (4) описывают нарастающие со временем встречные акустоэлектрические волны с частотами $\Omega = \omega_n / 2$ и инкрементом γ , распространяющиеся вдоль пластинки, что отвечает абсолютной параметрической неустойчивости стоячей волны. Вне пластинки u и φ имеют вид

$$(5) \quad \begin{aligned} u &= 0, \quad \varphi = A(k, t) C_5 e^{-ky} \quad (y \geq L), \\ u &= A(k, t) C_3 e^{\tau y}, \quad \varphi = RA(k, t) C_4 e^{ky} \quad (y \leq 0), \end{aligned}$$

где $\tau = \sqrt{k^2 - \Omega^2 / s_2^2}$, $s_2 = \sqrt{\lambda_2 / \rho_2}$, λ_2, ρ_2 — упругий модуль и плотность подложки, $C_{3,4,5}$ — произвольные постоянные. Выражения (4), (5) следует считать граничными условиями непрерывности \mathcal{D}_2, φ при $y=0, L$; непрерывности p_{23}, u при $y=0$ и $p_{23} = 0$ при $y=L$. При этом в граничных условиях можно пренебречь малыми слагаемыми, пропорциональными полю E_0 , что в конечном счете эквивалентно малости изменения пространственного профиля волны СВЧ-полем накачки. В результате получаем дисперсионное уравнение

$$\operatorname{tg} \kappa_0 L = \left\{ \frac{\lambda_1 \kappa_0}{\lambda_2 \tau} (1 + K^2) + K^2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 (1 + \epsilon_2)} \frac{k}{\tau} \right\}^{-1},$$

совпадающее с точностью до малых членов (порядка K^2) с обычным уравнением волн Лява [4]. Таким образом, в рассматриваемой системе благодаря приложенному СВЧ-полю накачки параметрически возбуждаются встречные волны Лява с частотами, равными половине частоты накачки. Номер наибольшей из возбуждаемых мод j_{\max} определяем, приравняв частоту накачки ω_n удвоенной частоте рождения этой моды:

$$j_{\max} = \left[\frac{L \omega_n \sqrt{s_2^2 - s_1^2}}{2s_2 s_1 \pi} \right].$$

Здесь $[x]$ обозначает целую часть x . Наличие конечного поглощения акустических волн приводит, как обычно, к появлению порога возбуждения волн $E_{\text{пор}}$, который определяется из равенства $\gamma = \alpha$ (α — коэффициент поглощения звука), и имеет вид $E_{\text{пор}} = 4\xi s_1^3 / \Omega h$. Численная оценка $E_{\text{пор}}$ для кристалла ZnO ($s_1 \approx 10^5$ см/с, $\rho_1 \approx 5,7$ г/см³, $\xi \approx 0,8$ см⁻¹, $h \rho_1 \approx 10^6$ ед. СГСЕ) при $\Omega = 10^{10}$ с⁻¹ дает $E_{\text{пор}} \approx 1$ кВ/см, что вполне доступно для экспериментального изучения рассмотренного параметрического возбуждения акустических волн Лява в СВЧ-диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Викторов И. А. Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах. — Акуст. ж., 1979, т. 25, № 1, с. 1—47.
2. Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П. Взаимное преобразование сдвиговых объемных и поверхностных акустических волн на периодически возмущенной поверхности твердого тела. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 9, с. 563—566.
3. Лямов В. Б., Смоленский Г. А. Нелинейные эффекты при распространении высокочастотных упругих волн в кристаллах. — Акуст. ж., 1974, т. 20, № 3, с. 426—434.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
21.III.1980