Письма в ЖТФ, том 15, вып. 12 26 июня 1989 г.

01; 08

ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ И УСИЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩЕЙ В АКУСТОЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

Н.Е. Вигдорчик

В настоящее время многие нелинейные оптические явления нашли свои акустические аналоги [1].

Недавно были открыты акустические видеосолитоны в ограниченных пьезополупроводниках [2] и была показана возможность их усиления в постоянном электрическом поле в случае, если дрейфовая скорость носителей превышает скорость звука [3].

В настоящей работе показана возможность существования и усиления акустических солитонов огибающей (радиосолитонов), описываемых нелинейным уравнением Шредингера. Рассмотрим волновой пакет основной частоты ω_0, движущийся в пьезополупроводнике со скоростью звука s ($\omega_0 = k_0 \cdot s$).

Используем известное дисперсионное уравнение для упругих волн в пьезополупроводниках [4] и зависимость скорости звука от его интенсивности в приближении $kL_D < 1$ [5]:

$$\delta s = \frac{\eta^2 s}{24}\left(\frac{4\pi\beta e u}{\varepsilon T}\right)^2 \cdot (kL_D)^6. \tag{1}$$

Тогда способом, предложенным в [6, 7], можно получить нелинейное параболическое уравнение с комплексными коэффициентами

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v_{гр}\frac{\partial u}{\partial x} - i\varkappa \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - i\alpha |u|^2 \cdot u = \Gamma_0 \cdot u + i\Gamma_1 \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \tag{2}$$

Здесь

$$v_{гр} \equiv \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)_{k=k_0} = s\left[1 \frac{\eta^2}{2} \cdot \frac{k_0^4 \tau^4 (s - v_0)^4 + 3k_0^2 \tau^2 (s - v_0)^2}{\left(k_0^2 \tau^2 (s - v_0)^2 + 1\right)^2}\right],$$

$$\varkappa \equiv \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2}\right)_{k=k_0} = \frac{\eta^2}{2} \cdot \frac{s k_0 \tau^2 \cdot (s - v_0)^2 \left[3 - k_0^2 \tau^2 (s - v_0)^2\right]}{\left[k_0^2 \tau^2 (s - v_0)^2 + 1\right]^3},$$

$$\alpha \equiv \frac{\partial \omega}{\partial |u|^2} = \frac{k_0 \cdot s \cdot \eta^2}{24}\left(\frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T}\right)^2 (kL_D)^6,$$

$$\Gamma_0 \equiv \mathrm{Im}\, \omega = \frac{\eta^2}{2} \cdot \frac{k_0 s \cdot k_0 \tau (s - v_0)}{k_0^2 \tau^2 (s - v_0)^2 + 1},$$

$$\Gamma_1 \equiv Jm\left(\frac{\partial\omega}{\partial k}\right)_{k=k_0} = \frac{\eta^2 s\cdot k_0\tau\,(s-v_0)}{[k_0^2\tau^2(s-v_0)^2+1]^2},$$

$$\gamma \equiv Jm\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2}\right)_{k=k_0} = \frac{\eta^2 s\cdot\tau(s-v_0)[1-3k_0^2\tau^2(s-v_0)^2]}{[k_0^2\tau^2(s-v_0)^2+1]^3},$$

$\eta^2 = \frac{4\pi\beta^2}{\varepsilon\rho s^2}$ – коэффициент электромеханической связи, s – скорость звука, $v_0 = \mu E_0$ – дрейфовая скорость носителей, u – смещение решетки, $\tau = \varepsilon(4\pi\sigma)^{-1}$ – максвелловское время релаксации.

Поскольку поправка к скорости звука, зависящая от его интенсивности, положительна $\frac{\partial\omega}{\partial|u|^2} > 0$ [5], то модулированные акустические волны устойчивы относительно поперечных возмущений волнового фронта [8]. В то же время при $|s-v_0|k_0\tau > \sqrt{3}$ $\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2} < 0$ и решение уравнения (2) неустойчиво относительно продольных возмущений [8].

Если среда слабоконсервативна – безразмерные параметры $\mu = \frac{\gamma}{\varkappa}$ и $\Gamma = \frac{\Gamma_1}{v_{гр}}$ малы, что справедливо при $|s-v_0|k_0\tau > 1$, то исходное уравнение (2) близко к полностью интегрируемому нелинейному уравнению Шредингера [9], которое имеет следующее солитонное решение:

$$u_0 = \frac{A\cdot\exp\left[-ikx+i\left(v_{гр}\cdot k+\varkappa k^2+\frac{\alpha A^2}{4}\right)t\right]}{ch\,[q(x-Wt)]},$$

$$q = A\cdot\sqrt{\frac{\alpha}{2\varkappa}};\quad W = v_{гр}+2\varkappa\cdot k. \tag{3}$$

Исходный импульс постоянной амплитуды u_0 длительностью t образует хотя бы один солитон, если его амплитуда больше критической [10]:

$$(u_0\cdot v_{гр}\cdot t)^2 = \frac{\pi^2}{4}\left|\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2}\Big/\frac{\partial\omega}{\partial|u|^2}\right|. \tag{4}$$

Пороговое значение мощности волны для образования солитона равно

$$P_{пор} = \frac{L}{2}\int_{-\infty}^{\infty} c_{44}\cdot s\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 dx = \frac{24\pi}{\sqrt{2}}\;\frac{L\cdot c_{44}}{k_0^2\Gamma^2|s-v_0|^2\cdot\left(\frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T}\right)^2(kL_D)^6},$$

где C_{44} – модуль упругости кристалла, L – ширина пучка. Для CdS s=1.75·10^5 см/с, τ =10^{-8} с, k_0=2·10^3 1/см, L_D = =4·10^{-5} см, t =10^{-8} с, η^2 =0.04, L =0.3 см, $P_{пор}$=1 Вт.

При $P>P_{пор}$ прямоугольные импульсы (с заполнением частотой $\omega_0(k_0)$) по мере распространения превращаются в уединенные волны – солитоны огибающей.

Решение уравнения (2) будем искать методом медленно меняющегося профиля в виде [7, 11]

$$u = A\cdot u\left[(q+\delta q\cdot t)(x-Wt)\right]\cdot e^{\alpha(t)}. \qquad (6)$$

Для определения δq воспользуемся условием ортогональности $\frac{\partial u_0}{\partial q}$ с членами, рассматриваемыми как возмущение, и найдем

$$\delta q = 4q\left(\Gamma_0+\Gamma_1\cdot k\right). \qquad (7)$$

Тогда выражение для $\alpha(t)$ с учетом начального условия $\alpha(0)$= =0 будет иметь вид

$$\alpha(t) = -\left(\Gamma_0+\Gamma_1\cdot k\right)\cdot t + i\Gamma_1\cdot \ln\frac{ch\left[q(x-Wt)\right]}{ch\,qx} +$$

$$+\,2\left(\Gamma_0+\Gamma_1\cdot k\right)\int_0^t q(x-Wt)\,th\left[q(x-Wt)\right]dt. \qquad (8)$$

Отсюда видно, что условием усиления акустических солитонов огибающей является превышение дрейфовой скорости носителей, скорости звука, что совпадает с условием усиления линейных звуковых волн.

Список литературы

[1] Б у н к и н Ф.В., К р а в ц о в Ю.А., Л я х о в Г.А. // УФН. 1986. Т. 149. В. 3. С. 391–404.

[2] А в е т и с я н А.А., Г у л я е в Ю.В., М и р г о р о д с к и й В.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 7. С. 2240–2242.

[3] В и г д о р ч и к Н.Е., И о ф ф е И.В. // Акуст. ж. 1987. Т. 33. В. 6. С. 986–991.

[4] Г у р е в и ч В.Л. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 11. С. 1557–1592.

[5] Г у р е в и ч В.Л. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 4. С. 1222–1225.

[6] Ф а б р и к а н т А.Л. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 2. С. 470–479.

[7] В и г д о р ч и к Н.Е., И о ф ф е И.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 12. С. 1090–1094.

[8] К а р п м а н В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. 176 с.
[9] Р а б и н о в и ч М.И., Ф а б р и к а н т А.Л. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 2. С. 617-629.
[10] З в е з д и н А.К., П о п к о в А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 606-615.
[11] Д а в ы д о в А.С. Солитоны в молекулярных системах. Киев: Наукова думка, 1984. 287 с.

Поступило в Редакцию
27 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 12 26 июня 1989 г.

05.4

ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА Y-Ba-Cu-O ПЛЕНОК

С.В. Г а п о н о в, М.А. К а л я г и н,
М.Б. К р а ю х и н, Л.В. М а л ы ш е в а,
П.А. П а в л о в, Д.Г. П а в е л ь е в,
А.Д. Т к а ч е н к о, И.А. Х р е б т о в,
А.Ю. Ч у р и н

В ряде работ [1-3] уже сообщалось о возможности создания на основе высокотемпературных сверхпроводящих пленок состава Y-Ba-Cu-O приемников излучения. Расчет показывает, что с учетом полученных к настоящему времени электро- и теплофизических параметров пленок можно создать болометры, работающие в области азотных температур с обнаружительной способностью $D^* \approx 2 \cdot 10^{10}$ Вт$^{-1}$ $\times$ Гц$^{1/2}$ $\cdot$ см при быстродействии 10^{-2}-10^{-3} с. Однако такие предельные характеристики можно реализовать при отсутствии избыточных шумов. В настоящей работе приведены результаты первых шумовых исследований ряда образцов Y-Ba-Cu-O пленок, изготовленных лазерным испарением [4].

Пленки состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ толщиной 1000-1500 Å напыляли на подложки из $SrTiO_3$, имеющие толщину 1 мм. В пленке лазерным скрайбированием или методом фотолитографии выделяли площадки с размерами 1x1 мм или 100x100 мкм, формировали последовательность меандров с периодами 100 и 10 мкм соответственно. Контактами служили напыленные серебряные пленки. Подложки приклеивались к медному основанию, имеющему механический контакт с дном азотного резервуара металлического криостата. Температуру образца устанавливали проволочным нагревателем. Образец включали в схему с нагрузочным сопротивлением как в двухконтактном, так и четырехконтактном варианте. Шумовые сигналы после малошумящего предусилителя подавали на анализаторы спектра типа С4-35 и СК4-56. Измеряли частотные зависимости шума