

КИНЕТИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ УПРУГИХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИКЕ

Л.Н.Ильченко, Ю.Л.Обозненко

Исследовано параметрическое возбуждение акустических волн в диэлектрике, обусловленное упругой нелинейностью среды. Обнаружено, что на начальной стадии возбуждения плотность фононов растет экспоненциально с инкрементом неустойчивости, совпадающим с известным из теории параметрического возбуждения.

Параметрическое возбуждение поперечных упругих волн с частотами $3/7$ и $4/7$ частоты продольной упругой волны накачки в монокристалле парателлурита (TeO_2) впервые описано в работе [1].

Обнаружен также эффект автомодуляции параметрически возбужденных волн [2]. Такое параметрическое возбуждение можно представить как взаимодействие двух поперечных фононов с противоположно направленными волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 и продольного фонона с волновым вектором \mathbf{k}_3 . При этом должны выполняться законы сохранения

энергии и импульса: $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$. Причем, параметрическая генерация — распад продольного фонона с частотой ω_3 на два поперечных с частотами ω_1 и ω_2 — наступает при превышении мощности накачки P_3 пороговой величины, определяемой выражением

$$P_{3\text{пор}} = 8 \frac{\rho v_L^3 S}{\Gamma^2 \omega_1 \omega_2 \tau_1 \tau_2}, \quad (1)$$

где ρ — плотность среды; v_L — скорость продольной волны; Γ — нелинейный параметр; τ_1 и τ_2 — времена релаксации для поперечных волн; S — сечение акустического пучка.

Однако кинетика параметрической неустойчивости упругих волн в диэлектрике до сих пор не исследовалась.

Монокристалл парателлуриата в направлении [110] обладает сильной акустической анизотропией. Скорость распространения продольной волны в этом направлении равна $v_L = 4,21 \cdot 10^5$ см/сек, а поперечной — $v_T = 0,616 \cdot 10^5$ см/сек, а затухание поперечных волн значительно превосходит затухание продольных и достигает 290 дБ/см \cdot ГГц². При распространении упругих волн вдоль этой оси в парателлуриате наблюдается случай чистого трехчастотного взаимодействия, при котором почти вся энергия накачки перекачивается в параметрически возбужденные волны, а возбуждением высших гармоник накачки можно пренебречь [2].

Экспериментальные исследования проводились на образце парателлуриата размерами $0,5 \times 0,5 \times 1$ см³. На одном торце кристалла помещался пьезоизлучатель упругих волн, а на втором — поглотитель. Пьезоизлучатель возбуждался на частоте $0,5$ ГГц (частота накачки), а частоты параметрически возбужденных волн составляли $0,285$ и $0,215$ ГГц. Упругие волны в образце исследовались при помощи акустооптической дифракции Брэгга. При падении светового луча лазера (длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм) на образец, в котором распространяется упругая волна (длина волны Λ), под углом θ к этой волне, удовлетворяющим соотношению $\sin \theta = \lambda/2\Lambda$, происходит дифракция. По углу дифракции можно определить тип и частоту упругой волны. Поскольку относительная интенсивность дифракции η при малых эффективностях пропорциональна мощности упругой волны $\eta \approx \frac{\pi^2 n^6 p^2 l^2}{2\lambda^2 \rho v^3 S} P$ (где n , p , l — показатель преломления, фотоупругая постоянная и длина пьезоизлучателя соответственно), то по интенсивности дифракции можно судить об акустической мощности в данной точке образца.

При мощности накачки P_3 , больше пороговой $P_{3\text{пор}}$, на импульсе накачки в момент t_0 наблюдался скол и в этот же момент амплитуда параметрически возбужденных волн резко возрастала. Глубина скола зависела от координаты в кристалле и мощности накачки [2]. Время от начала импульса до скола t_0 связано с величиной $(\sqrt{P_3/P_{3\text{пор}}} - 1)^{-1}$ линейной зависимостью. Время τ (от начала скола до установившегося режима при любых даже самых малых превышениях накачки над порогом оказывается значительно меньше t_0 и составляет $5 - 50$ мсек.

Для выяснения характера возникновения, развития и исчезновения параметрической генерации использовались импульсы накачки, с огибающей треугольной формы, что явилось видоизменением методики, предложенной в [3]. Эксперименты с импульсами треугольной формы позволили определить мощности накачки, при которых возникает и исчезает генерация, и мощность накачки в стационарном режиме, а также характер возникновения и исчезновения генерации (рис. 1). Оказалось, что мощность при которой начинается генерация, зависит от скорости нарастания мощности накачки. В непрерывном режиме мощности, при которых начинается и пропадает генерация, совпадает с пороговой.

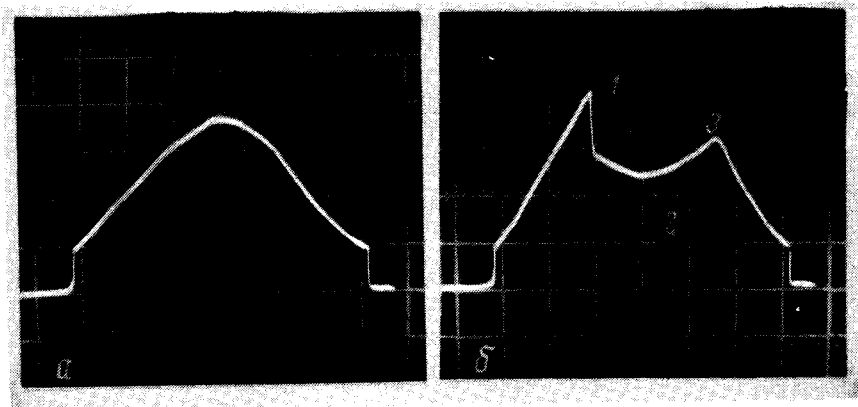


Рис. 1. Осциллограммы импульсов накачки: *a* – мощность меньше пороговой; *b* – мощность больше пороговой. 1 – начало генерации; 2 – стационарный режим; 3 – конец генерации. Скорость развертки 2 мсек/дел

В стационарном режиме мощность накачки падает ниже пороговой. Это связано с особенностями наблюдения огибающей импульса накачки. Накачка в установившемся режиме параметрической генерации имеет неоднородное распределение по длине кристалла [2], а осциллограммы сняты в точке, где уровень накачки может падать практически до нуля.

Закон нарастания количества фононов на начальной стадии процесса (до момента t_0) исследовался с помощью прерывания накачки на время δ [4]. Получены зависимости момента скола t_2 от δ и t_1 (рис. 2). Данные показывают, что при $t_2 < t_0$ величины t_2 , t_1 и δ связаны соотношением $t_2 = t_0 - t_1 + \delta (\sqrt{P_3/P_{3\text{пор}}} - 1)^{-1}$. Это означает, что количество параметрически возбужденных фононов нарастает по экспоненциальному закону:

$$n_{1,2} = n_{T1,2} \exp\{(\sqrt{P_3/P_{3\text{пор}}} - 1)t/\tau_{1,2}\}, \quad (2)$$

где $n_{T1,2}$ – тепловая плотность поперечных фононов. Инкремент неустойчивости $\xi_{1,2} = 1/\tau_{1,2} (\sqrt{P_3/P_{3\text{пор}}} - 1)$ совпадает с известным из теории параметрического возбуждения.

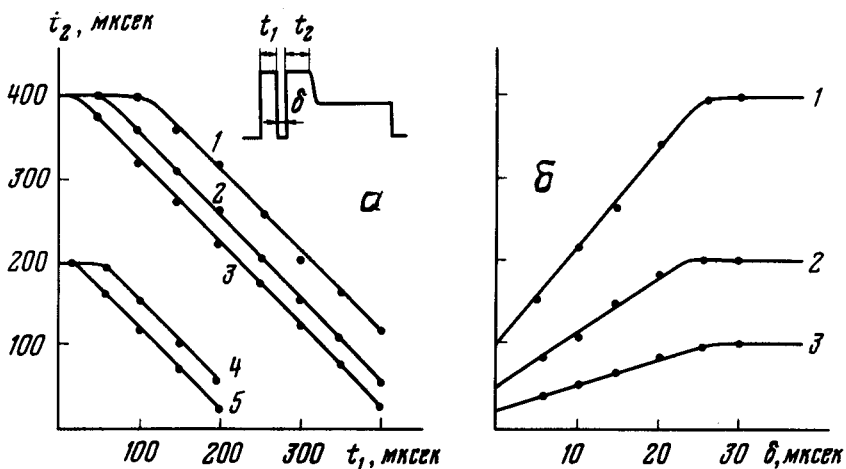


Рис. 2. Зависимости момента скола t_2 : а — от момента прерывания t_1 . 1 — $P_3/P_{3\text{пор}} = 1,18$; $\delta = 10$ мксек; 2 — $\delta = 5$ мксек; 3 — $\delta = 2$ мксек; 4 — $P_3/P_{3\text{пор}} = 1,38$; $\delta = 5$ мксек; 5 — $\delta = 2$ мксек; б — от времени δ . 1 — $P_3/P_{3\text{пор}} = 1,18$; $t_0 = 400$ мксек; $t_1 = 300$ мксек; 2 — $P_3/P_{3\text{пор}} = 1,38$; $t_0 = 200$ мксек; $t_1 = 150$ мксек; 3 — $P_3/P_{3\text{пор}} = 1,84$; $t_0 = 100$ мксек; $t_1 = 80$ мксек. На вставке — импульс накачки с прерыванием на время δ

Проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы. В режиме импульсной накачки есть существенная разница между мощностью начала и исчезновения генерации, которая растет с увеличением скорости нарастания мощности накачки. В непрерывном режиме такой разницы нет. Это позволяет предположить, что режим возбуждения "мягкий". Характерная форма импульса накачки (со сколом) может наблюдаться как показано в [4] и в "мягком" режиме. При параметрическом возбуждении магненов в антиферромагнетиках [3] режим возбуждения "жесткий", а инкремент неустойчивости отличается от предсказываемого теорией. Это отличие в поведении магненов и фононов связано по всей видимости с тем, что в диэлектриках при параметрическом возбуждении фононов отсутствует отрицательное нелинейное затухание.

Авторы выражают благодарность Г.А.Мелкову и Л.А.Прозоровой за интерес к работе и полезные обсуждения.

Киевский
государственный университет
им. Т.Г.Шевченко

Поступила в редакцию
2 февраля 1979 г.
После переработки
11 ноября 1979 г.

Литература

[1] Л.Н.Ильченко, Ю.Л.Обозненко, Е.Н.Смирнов. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиоэлектроника, 20, 45, 1977.

[2] Л.Н.Ильченко, Ю.Л.Обозненко. ФТТ, 21, 1648, 1979.

[3] В.В.Кведер, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 63, 2205, 1972.

[4] А.И.Смирнов. Письма в ЖЭТФ, 27, 177, 1978.
