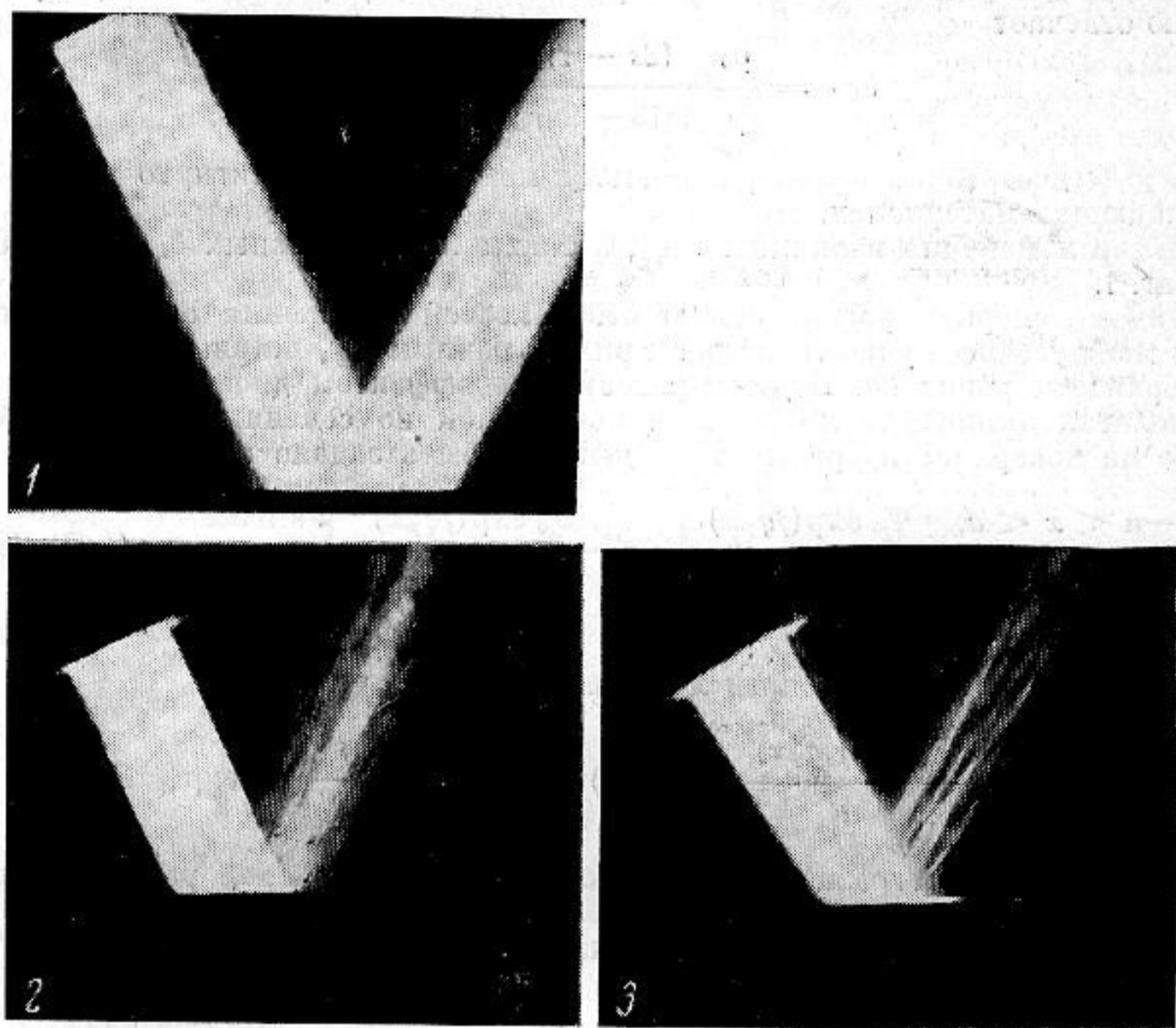


Таким образом, при наличии поглощения в интенсивности отраженного пучка вблизи угла θ_p должен наблюдаться провал, глубина которого пропорциональна R_0^2 , сам пучок становится более неоднородным по сечению (возрастает R''). Величина бокового смещения при $\delta_t > \delta_t^{kp}$ стремится к нулю.

Для экспериментального наблюдения отражения ультразвуковых пучков был использован метод Теплера. Исследовался ряд образцов горных пород достаточно сильно различающихся по поглощению звука. Теневые фото фиг. 3 иллюстрируют ($f = 4,7$ Мгц) изменение характера отражения в зависимости от δ_t / δ_t^{kp} .



Фиг. 3

1. Монокристаллический кварц — Y — срез ($\delta_t / \delta_t^{kp} \leq 10^{-5}$). Отраженный пучок имеет постоянную интенсивность по сечению и смещен на величину Δ^0 .

2. Кварцит ($\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 0,25$). Видна неоднородная структура отраженного пучка; боковое смещение приблизительно равно Δ^0 .

3. Песчаник ($\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 3$). Вблизи угла θ_p резко падает интенсивность пучка; смещение практически отсутствует.

Отмеченные особенности отражения пучков могут использоваться для оценки величин затухания сдвиговых волн в сильно поглощающих средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Schöch. Seitliche Versetzung eines total reflektierten Strahls bei Ultraschallwellen. *Acustica*, 2, 1, 18, 1952.
2. В. М. Меркулова. Об отражении звуковых волн от границы жидкости и твердой поглощающей среды. *Акуст. ж.*, 1969, 15, 3, 464.

Ленинградский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступила
1 марта 1971 г.

УДК 535.42:534.29

О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ В АНГАРМОНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Б. И. Минков, Б. Л. Тиман

Известно, что при дифракции Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в жидкостях может наблюдаться существенная асимметрия дифракционной картины [1]. Это явление связано с нелинейными эффектами, приводящими к искажению профиля ультразвуковой волны. В работе [2] проведен анализ влияния упругой нелинейности на дифракцию Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в кристаллах и показано, что обусловленная упругой нелинейностью генерация второй гармоники влияет на интенсивность максимумов первого порядка таким образом, что один из максимумов усиливается, а другой ослабляется.

В настоящее время использование лазерных источников света открывает возможность даже при слабом рассеянии света на «ультразвуковой решетке» наблюдать дифракцию в максимумах как первого, так и более высокого порядка. В связи с этим представляет интерес выяснить влияние упругой нелинейности на интенсивность максимумов не только первого, но и последующих порядков.

Ниже для определенности рассматривается дифракция света на продольных ультразвуковых волнах в кристаллах ниобата лития. Предполагается, что ультразвуковая волна распространяется вдоль оптической оси x_3 и световая волна поляризована в направлении оси x_1 , т. е. в плоскости, перпендикулярной оптической оси. В данном случае изменение показателя преломления связано с единственной отличной от нуля компонентой тензора деформации η_3 следующим образом [3]:

$$\Delta n_1 \simeq -\frac{1}{2} n_1^3 p_{13} \eta_3, \quad (1)$$

где n_1 — показатель преломления недеформированного кристалла для света, поляризованного в направлении оси x_1 , и p_{13} — соответствующая компонента тензора упругооптических постоянных. С учетом упругой нелинейности и затухания приближенное выражение для деформаций в поле акустической волны на расстоянии z от источника ультразвука принимает вид:

$$\eta_3 = AK \cos \psi + \Gamma (AK)^2 Kz \sin 2\psi + \frac{(AK)^2}{4} (1 - 2\Gamma) \cos 2\psi, \quad (2)$$

где K — волновое число, A — амплитуда, $\psi = A_0 \exp \left\{ -\frac{\alpha}{2} z \right\}$, α — коэффициент

затухания, $\psi = Kz - \Omega t$, Ω — частота ультразвука, Γ — параметр нелинейности,

$\Gamma = \frac{3C_{33} + C_{333}}{4C_{33}}$, C_{33} и C_{333} — компоненты упругих модулей второго и третьего

порядка соответственно. Последнее слагаемое в выражении (2) можно опустить. На расстояниях от источника ультразвука, значительно превышающих длину ультразвуковой волны, оно становится пренебрежимо малым по сравнению со вторым. Подставляя выражение (2) в формулу (1), получим:

$$\Delta n_1(z) \simeq -\frac{1}{2} n_1^3 p_{13} AK \cos \psi - \frac{1}{2} n_1^3 p_{13} (AK)^2 \Gamma Kz \sin 2\psi.$$

В том случае, когда искажение профиля ультразвуковой волны в пределах ширины светового пучка d пренебрежимо мало ($d \ll z$), расчет интенсивности дифракционных максимумов можно провести по методу, изложенному в работе [2]. Относительная амплитуда света в дифракционных максимумах определяется из выражения:

$$E^{(q)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-2m-q} J_{-2m-q}(k_1 L) J_m(k_2 L), \quad (3)$$

где q — порядок дифракционного максимума, $k_1 = \frac{\pi}{\Lambda} n_1^3 p_{13} AK$, $k_2 = k_1 \Gamma AK^2 z$,

Λ — длина световой волны и L — ширина акустического столба. Поскольку упругая нелинейность в кристаллах проявляется сравнительно слабо, глубина фазовой модуляции света на второй гармонической частоте ультразвука значительно меньше глубины фазовой модуляции на основной частоте: $k_2 L \ll k_1 L$.

В случае слабого рассеяния света, когда $k_1 L, k_2 L \ll 1$, допустимо разложение функций Бесселя (3) в степенной ряд. При этом необходимо учитывать возможные соотношения между порядками величин $k_1 L$ и $k_2 L$: $(k_2 L)^p \sim (k_1 L)^l$, причем $l > p$. Удерживая только члены определяющего порядка, можно получить следующие выражения для интенсивности дифракционных максимумов:

$$I^{(\pm 1)} = I_0 \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^2$$

$$I^{(\pm 2)} = \begin{cases} I_0 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^2 \right]^2 & \text{при } \frac{l}{p} > 2 \\ I_0 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^2 \pm \frac{k_2 L}{2} \right] & \text{при } l = 2p \\ I_0 \left(\frac{k_2 L}{2} \right)^2 & \text{при } \frac{l}{p} < 2 \end{cases}$$

$$I^{(\pm 3)} = \begin{cases} I_0 \left[\frac{1}{6} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^3 \right]^2 & \text{при } \frac{l}{p} > 2 \\ I_0 \left[\frac{1}{6} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^3 \pm \frac{k_1 k_2 L^2}{4} \right] & \text{при } l = 2p \\ I_0 \left(\frac{k_1 k_2 L^2}{2} \right)^2 & \text{при } \frac{l}{p} < 2 \end{cases}$$

$$I^{(\pm 4)} = \begin{cases} I_0 \left[\frac{1}{24} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^4 \right]^2 & \text{при } \frac{l}{p} > 2 \\ I_0 \left[\frac{1}{24} \left(\frac{k_1 L}{2} \right)^4 \pm \frac{k_1^2 k_2 L^3}{16} + \frac{1}{2} \left(\frac{k_2 L}{2} \right)^2 \right] & \text{при } l = 2p \\ I_0 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{k_2 L}{2} \right)^2 \right]^2 & \text{при } \frac{l}{p} < 2 \end{cases}$$

и т. д.

Из этих выражений видно, что для дифракции Рамана — Ната в случае слабого рассеяния света на ультразвуковых волнах в ангармонических кристаллах характерны следующие особенности:

а) При таком соотношении между амплитудами фазовой модуляции, когда $\frac{l}{p} > 2$, вторая гармоника, обусловленная упругой нелинейностью, на интенсивности

дифракционных максимумов в определяющем порядке не влияет.

б) При соотношении $l = 2p$ дифракционная картина становится существенно асимметричной. Если k_1 и k_2 одного знака (что в данном случае зависит от знака параметра нелинейности Γ), то положительные максимумы, порядок которых выше первого, усиливаются, а отрицательные ослабляются, причем могут и вовсе исчезать. На интенсивности максимумов первого порядка в рассматриваемом приближении упругая нелинейность не влияет. Асимметрия максимумов первого порядка обнаруживается при учете в разложении выражения (3) членов следующего порядка.

в) Если $\frac{l}{p} < 2$, то интенсивность максимумов четного порядка должна опре-

деляться исключительно глубиной фазовой модуляции света второй гармоникой ультразвука.

Поскольку распространение ультразвуковой волны в ангармонических кристаллах сопровождается нарастанием второй гармоники, соотношение между величинами k_1 и k_2 меняется, так что перечисленные выше особенности могут проявляться, последовательно сменяя друг друга по мере удаления от источника ультразвука.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Михайлов, В. А. Шутлов. Дифракция света на ультразвуковых волнах большой амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 203—204.
2. J. Melngailis, A. A. Maradudin, A. Seeger. Diffraction of light by ultrasound in anharmonic crystals. Phys. Rev., 1962, 131, 5, 1972, 1975.
3. E. G. Spencer, P. V. Lenzo, A. A. Ballman. Dielectric materials for electro-optic, elastooptic and ultrasonic device applications. Proc. IEEE, 1967, 55, 12, 2074—2108.

ВНИИ Монокристаллов
г. Харьков

Поступила в редакцию
2 апреля 1971 г.

УДК 534.6

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТРИЦЫ ДЛЯ ПРИЕМА АКУСТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ГОЛОГРАММ

В. Г. Прохоров

В различных методах звуковидения первостепенной задачей является быстрая и неискаженная регистрация пространственно-распределенного акустического поля, несущего информацию об облучаемом объекте. Регистрация акустического изображения или голограммы осуществляется звукоприемной системой, которая должна иметь высокую разрешающую способность и пороговую чувствительность, чтобы обеспечить линейное преобразование малых изменений звукового давления в соответствующие изменения электрических сигналов на ее выходе.