

УДК 621.372.029.7

Н. К. МАНЕШИН, В. Н. ПАРЫГИН, А. Д. СОКУРЕНКО

ДВУМЕРНОЕ СКАНИРОВАНИЕ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Исследуется двумерное сканирование света с помощью дифракции на решетке, созданной в α - NiO_3 двумя акустическими волнами, распространяющимися ортогонально друг другу и имеющими общую область взаимодействия. Вычислена максимально возможная девиация частоты каждой звуковой волны. Проведена экспериментальная проверка полученных теоретических соотношений. Интенсивность света, отклоненного по двум координатам, составила $\sim 30\%$ от падающего света.

Дифракция света на ультразвуковых волнах в настоящее время является одним из эффективных способов сканирования света, причем для отклонения значительной части света и получения высокого разрешения используется дифракция Брэгга [см. 1]. С помощью дифракции света на двух акустических волнах, распространяющихся ортогонально друг другу и имеющих общую область взаимодействия со светом, можно осуществить двумерное сканирование [2—5].

В данной работе определяется частотная полоса, а следовательно, разрешение такого сканирующего устройства.

В [5] получено выражение для интенсивного света η_{11} , отклоненного по двум координатам, когда угол падения света на область взаимодействия со звуком может отличаться от угла Брэгга для каждой из управляющих звуковых волн:

$$\eta_{11} = \eta_1 \eta_2. \quad (1)$$

Здесь η_1 и η_2 — эффективности дифракции света при распространении в фотоупругой среде лишь одной ультразвуковой волны, определяемые соотношением

$$\eta_i = \frac{q_i^2}{q_i^2 + \gamma_i^2} \sin^2 \frac{l}{2} \sqrt{q_i^2 + \gamma_i^2}, \quad (i=1,2) \quad (2)$$

где $q_i \simeq \frac{2\pi \Delta n}{n \lambda}$ характеризует изменение показателя преломления фотоупругой среды, вызванное звуковой волной, γ_i — величина, пропорциональная отклонению угла падения света с длиной волны λ на фронт звуковой волны от угла Брэгга $\Phi_{\text{БР}_i} = \frac{\lambda f_i}{2v_i}$:

$$\gamma_i = \frac{2\pi(\varphi_i - \Phi_{\text{БР}_i})}{\Lambda_i} = \frac{\pi(f_{0i} - f_i) f_i \lambda}{v_i^2}, \quad (3)$$

v_i и Λ_i — скорость и длина волны звука, f_{0i} — частота звука, для которой угол падения света φ_i совпадает с углом Брэгга, l — ширина ультразвукового пучка вдоль направления распространения света. Из соотношений (1)–(3) следует, что интенсивность света, отклоненного по двум координатам, при сканировании меняется. Если величина допустимого изменения интенсивности η_{11} , то с помощью (1)–(3) можно определить максимально возможную перестройку частоты звука $\Delta f_{i\text{min}} = D |f_{i\text{max}} - f_{0i}|$, а тем самым оценить предельно достижимое разрешение дефлектора.

Расчет максимальной девиации частоты каждой звуковой волны проведем, предполагая разрешение, быстроедействие и эффективность отклонения света по обоим координатам одинаковыми. В этом случае $q_1 = q_2 = q$ и $\Delta f_1 = \Delta f_2 = \Delta f$. Допустимым изменением интенсивности отклоненного света внутри области сканирования будем считать изменение в два раза (3 д.). При указанных предположениях из (1)–(3) следует

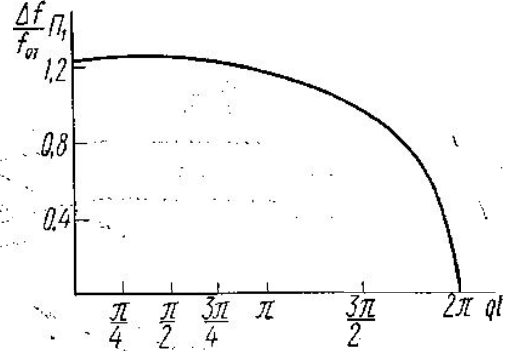


Рис. 1. Зависимость допустимой полосы перестройки частоты от величины ультразвуковой мощности

$$\frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \cdot \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin^2 \frac{ql}{2}}{\left(\frac{ql}{2}\right)^2}, \quad (4)$$

где

$$\psi_i^2 = \frac{(ql)^2 + (\gamma_i l)^2}{4} \quad (i=1,2) \quad (5)$$

Считая $\gamma_i \simeq \frac{\pi \lambda}{v_i^2} f_{0i} \frac{\Delta f}{2}$, из (4) и (5) получаем

$$\frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \cdot \frac{\sin \sqrt{\xi^2 \psi_1^2 + \frac{1-\xi^2}{4} (ql)^2}}{\sqrt{\xi^2 \psi_1^2 + \frac{1-\xi^2}{4} (ql)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin^2 \frac{ql}{2}}{\left(\frac{ql}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

где $\xi = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{f_{02} \cdot v_1^2}{f_{01} \cdot v_2^2}$.

Уравнение (6) позволяет вычислить ψ_1 , а тем самым и Δf при любых величинах звуковой мощности (при любых ql).

На рис. 1 показана зависимость максимально возможной полосы перестройки частоты Δf от величины звуковой мощности для случая $\xi=1$. Из рисунка видно, что при $0 < ql < \pi$ полоса Δf меняется незначительно (в пределах 10%). Величина $ql = \pi$ соответствует значению ультразвуковой мощности, при которой интенсивность света, отклонен-

ного по двум координатам, достигает максимума. Поэтому при всех практически интересных значениях мощности ультразвука величину допустимой девиации Δf можно считать равной значению, рассчитанному с помощью (6) при $ql=0$:

$$\Delta f = \frac{1,24}{\Pi_1} f_{01}, \text{ где } \Pi_1 = \frac{\lambda}{\Lambda_{01}^2} = \frac{\lambda f_{01}^2}{v_1^2} \text{ — параметр Брэгга.}$$

Используя уравнения, приведенные в [5], можно получить простые выражения для относительной интенсивности света, отклоненного по

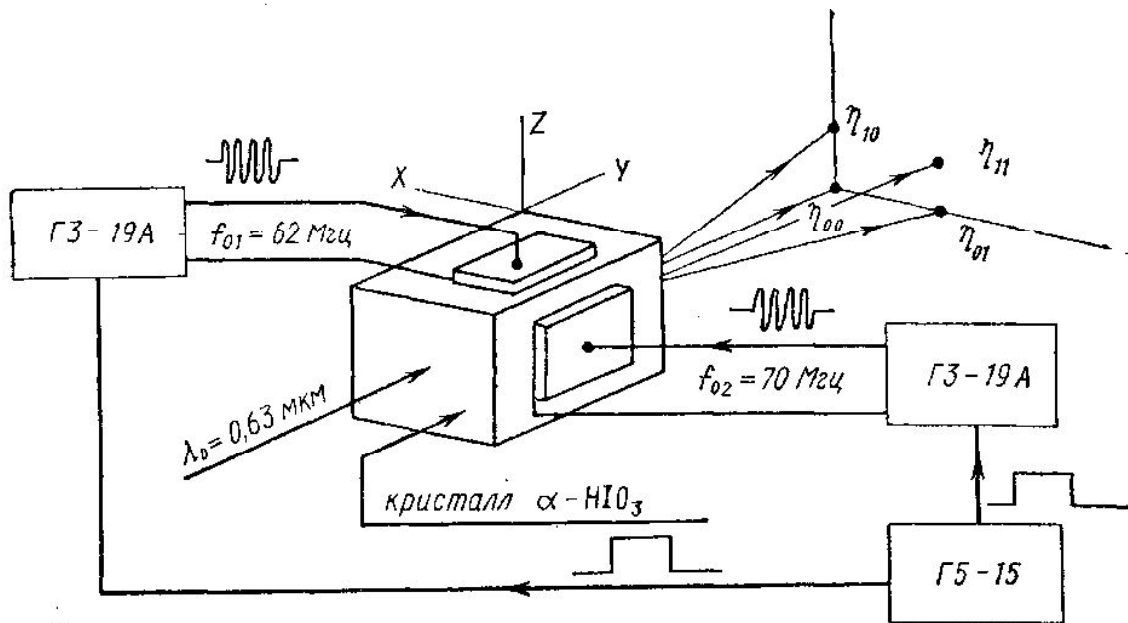


Рис. 2. Блок-схема установки по исследованию двумерного отклонения света

одной из координат при распространении в фотоупругой среде двух акустических волн

$$\eta_{01} = (1 - \eta_1) \eta_2, \quad \eta_{10} = (1 - \eta_2) \eta_1 \quad (7)$$

и выражение для интенсивности неотклоненного света

$$\eta_{00} = (1 - \eta_1) (1 - \eta_2). \quad (8)$$

Была проведена экспериментальная проверка полученных расчетных соотношений. Из выражений (1) — (3) следует, что характер изменения величины η_{11} от Δf определяется законом уменьшения η_1 от расстройки Δf_1 . Чтобы проследить зависимость η_{11} от Δf_1 , необходимо поддерживать постоянной интенсивность звука при изменении частоты. Экспериментально осуществить это достаточно сложно из-за зависимости от частоты эквивалентных электрических параметров пластинчатых пьезопреобразований, используемых для возбуждения звука [6].

Зависимость $\eta_{11}(\Delta f_1)$ можно проследить (см. формулу (3)), изменяя угол падения света на звуковую волну при неизменной частоте звука, что намного проще.

Блок-схема установки для проверки указанной зависимости изображена на рис. 2. В качестве фотоупругого материала использовалась иодноватая кислота $\alpha\text{-HfO}_3$. Вдоль осей Z и X в кислоте возбуждались ультразвуковые волны с частотами соответственно 62 и 70 МГц.

Возбуждение ультразвука осуществлялось с помощью пластинчатых пьезопреобразователей из LiNbO_3 Z-среза, к которым подводилась электрическая мощность от двух генераторов ГЗ-19А. Режим чисто

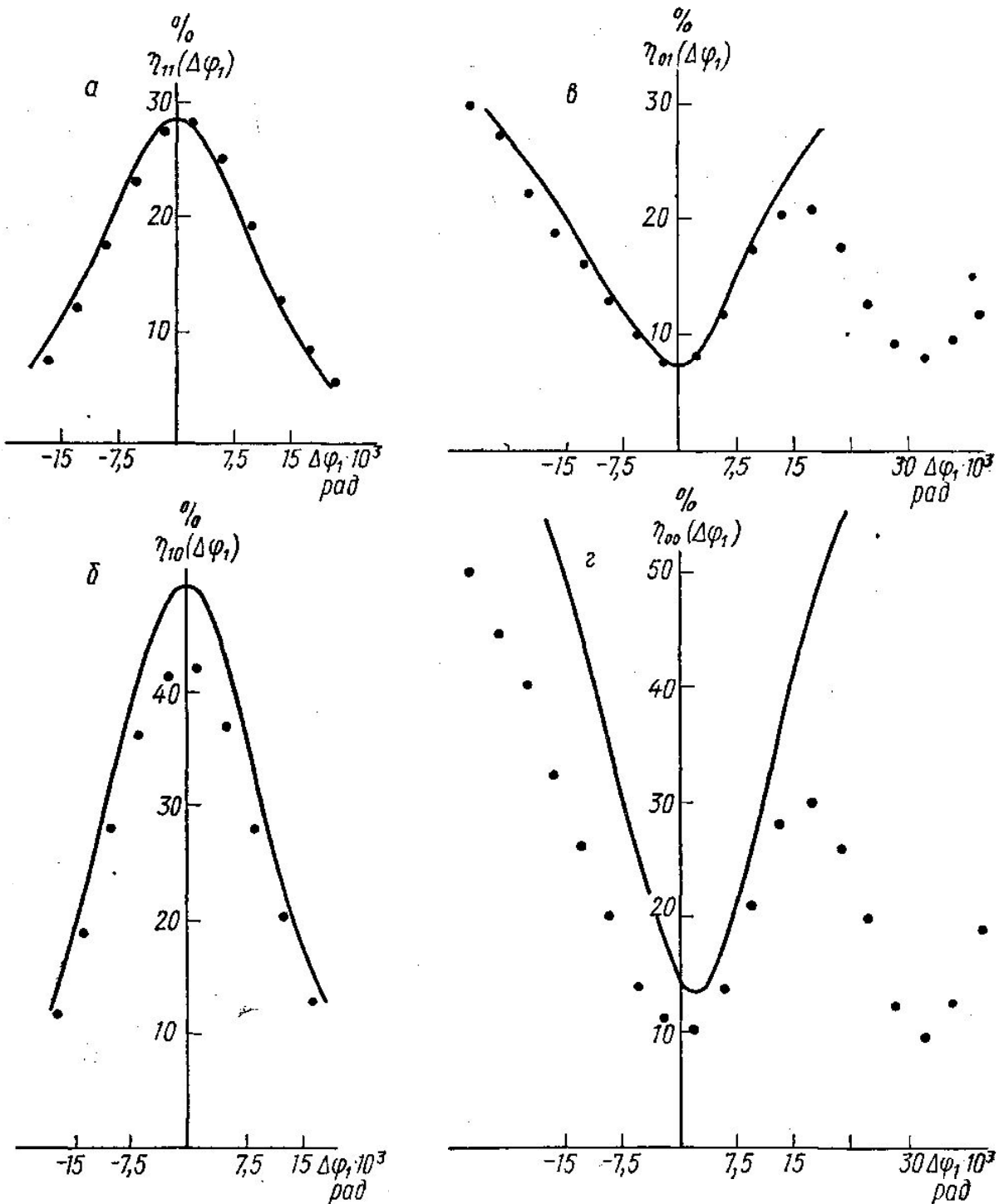


Рис. 3. Интенсивность света в дифракционных максимумах в зависимости от величины отклонения угла падения света на ультразвук от угла Брэгга
 а: $\eta_1(0)=75$, $\eta_2=36\%$; б: $\eta_1(0)=76$, $\eta_2=32\%$; в: $\eta_1(0)=72$, $\eta_2=32\%$; г: $\eta_1(0)=77$, $\eta_2=36\%$

бегущих звуковых волн в кристалле $\alpha\text{-NiO}_3$ достигался за счет импульсного режима работы генератора ГЗ-19А. (Длительность импульса была меньше времени прохождения звуком кристалла.) Свет с $\lambda_0=0,63$ мкм, поляризованный по оси Z, распространялся почти вдоль оси Y. Дифрагированный свет регистрировался с помощью ФЭУ. Пере-

меща ФЭУ в горизонтальном и в вертикальном направлениях, можно было измерять интенсивность света в любом дифракционном максимуме. Длина использовавшихся в эксперименте преобразователей была такова, что дифракция света на звуковой волне, распространяющейся вдоль оси Z , имела характер почти брэгговской дифракции, когда свет отклоняется только в один дифракционный максимум. При $\eta_1 \simeq 80\%$ интенсивность света, отклоненного в симметричный относительно нулевого дифракционный максимум, составляла 2%. Для звуковой волны, распространяющейся вдоль оси X , асимметрия между $+1$ -м и -1 -м дифракционными максимумами была меньшей (40 и 6% соответственно).

На рис. 3,а точками представлены экспериментальные значения относительной интенсивности света η_{11} при отходе угла падения света от угла Брэгга. Сплошной кривой изображена зависимость $\eta_{11}(\Delta\varphi_1)$, рассчитанная по формуле $\eta_{11} = \eta_2 \eta_1(\Delta\varphi_1)$. Значения η_2 и $\eta_1(\Delta\varphi_1)$ взяты из эксперимента, проведенного отдельно.

На рис. 3,б и 3,в представлено изменение интенсивности света, отклоненного по одной из координат при распространении в кристалле одновременно двух ультразвуковых волн, в зависимости от угла $\Delta\varphi_1$, а на рис. 3,г — аналогичная зависимость для неотклоненного света (нулевого максимума). Точки на всех рисунках — экспериментальные значения.

Некоторое различие по абсолютной величине между экспериментальными значениями η_{00} , η_{10} и рассчитанными по формулам (7) и (8) связано с тем, что дифракция света на звуковой волне, распространяющейся вдоль оси X , имела не чисто брэгговский характер. Фактически множитель $(1 - \eta_2)$ в формулах (7) и (8) должен иметь вид $(1 - \eta_2 - \delta)$, где δ — сумма интенсивностей света, отклоненного в другие дифракционные максимумы. Наличие минимума у экспериментальных значений $\eta_{01}(\Delta\varphi_1)$ и $\eta_{00}(\Delta\varphi_1)$ при $\Delta\varphi_1 \simeq 30 \cdot 10^{-3}$ рад (см. рис. 3,в,г) объясняется тем, что при определенном отклонении угла падения света от угла Брэгга опять наступает эффективная перекачка света, но уже в симметричный, минус первый дифракционный максимум.

Результаты, представленные на рис. 3, с достаточным основанием подтверждают справедливость выражений (1)–(8), описывающих интенсивность света в четырех дифракционных максимумах. Соответственно можно считать правильными и оценки для максимально возможной девиации частоты звука каждой из управляющих звуковых волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordon E. I. «Appl. Opt.», 5, 1629, 1966.
2. Uchida N., Ohmachi Y. «Japan j. Appl. Phys.», 9, 1, 1970.
3. La Maschia J. T., Coquin G. A. «Proc. IEEE», 59, 2, 1971.
4. Столяров А. К. и др. «Квантовая электроника», № 1, 1971.
5. Парыгин В. Н. «Радиотехника и электроника», 19, 1, 1974.
6. Манешин Н. К., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. «Радиотехника и электроника», 18, 7, 1973.

Поступила в редакцию
4.4 1974 г.

Кафедра
физики колебаний