

01; 07; 08

© 1990 г.

МНОГОФОННОЕ БРЭГГОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
НА УПРУГИХ ВОЛНАХ

В. Ю. Раковский, А. С. Щербаков

Рассматриваются общие соотношения, описывающие многофонные брэгговские процессы в анизотропной среде при аномальном рассеянии света, приводятся результаты экспериментального исследования двух-, трех- и четырехфонного рассеяния в кристалле парателлурида. Особенностью таких процессов является возможность перекачки в наивысший порядок приближающейся к 100 % части падающего на звукопровод светового потока. Предлагается использование многофонного рассеяния света для осуществления полностью оптических логических элементов с энергией переключения 10^{-14} — 10^{-15} Дж.

Введение

К настоящему времени проведен широкий комплекс исследований акустооптического взаимодействия [1-3], однако ряд аспектов этого явления, в частности многофонные брэгговские процессы, изучен недостаточно полно. Дополнительный интерес к многофонным процессам обусловлен возможностью их эффективной реализации в монокристаллах парателлурида TeO_2 , широко применяемых в акустооптике. До сих пор тем не менее брэгговское рассеяние света в парателлуриде рассматривалось в основном без учета расходимости акустического пучка, поэтому полученные теоретические оценки и экспериментальные результаты [4-6] не могли касаться брэгговских процессов высоких порядков, за исключением сообщения об экспериментальной реализации четырехфонного рассеяния света [7]. В данной работе рассматриваются общие соотношения, описывающие многофонные брэгговские процессы в анизотропной среде при аномальном рассеянии света, приводятся результаты экспериментального исследования двух-, трех- и четырехфонного рассеяния в кристалле парателлурида, предлагается использование многофонного рассеяния света для осуществления полностью оптических логических элементов, в которых два логических состояния кодируются уровнями интенсивности оптических сигналов.

Общее рассмотрение

Предельный случай рассеяния Брэгга в акустооптике определяется известным [8] неравенством для безразмерного фактора

$$Q = \frac{\lambda L f^2}{v^2} \gg 1, \quad (1)$$

где λ — длина волны света, L — длина взаимодействия, v и f — скорость и частота упругих волн.

Этот предел характеризуется тем, что неопределенность δk в импульсе фотона, локализованного в области взаимодействия, имеющая порядок величины $1/L$, значительно меньше изменения импульса фотона Δk в результате рассеяния из j -го в $(j+1)$ -й порядок

$$\Delta k \gg \delta k \sim \frac{1}{L}, \quad \Delta k = |\mathbf{k}_{j+1} - \mathbf{k}_j|. \quad (2)$$

Неравенства (1) и (2) приводят к формированию весьма ограниченной совокупности разрешенных порядков рассеяния. Обычно при брэгговском рассеянии наблюдаются нулевой и один из первых порядков, а остальные сильно ослаблены вследствие относительного запрета, обусловленного законами сохранения. Однако подходящим выбором геометрии рассеяния в анизотропной среде можно снять отмеченный запрет и получить эффективное рассеяние света в более высокие порядки при выполнении неравенств (1) и (2). Можно указать различные варианты выбора геометрии рассеяния, при которых разрешено рассеяние лишь в первый порядок, а рассеяние во второй порядок запрещено законами сохранения; промежуточные состояния разрешены и возможно эффективное рассеяние света во второй (рис. 1, а) и в третий (рис. 1, б) порядки; в случае малых углов рассеяния при достаточной расходимости акустического пучка допустимо брэгговское рассеяние света в высокие порядки (рис. 1, в).

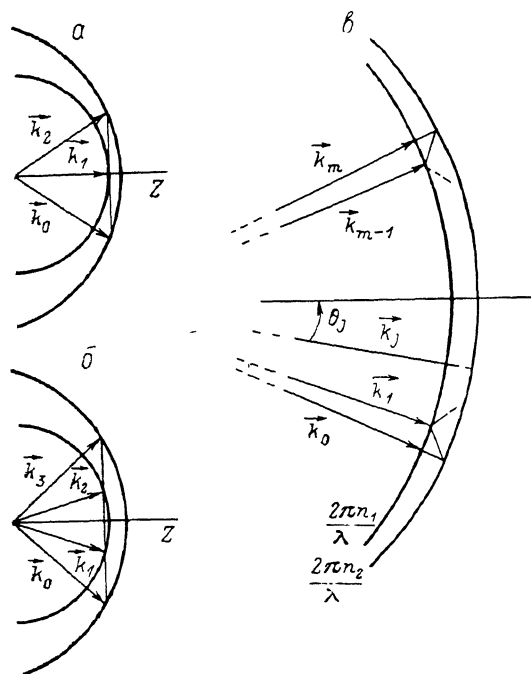


Рис. 1. Геометрия процессов акустооптического рассеяния в анизотропной среде.

В дальнейшем будем рассматривать характерные для анизотропной среды процессы аномального (с изменением поляризации) многофононного рассеяния света (рис. 1, а, в), полагая малыми углы рассеяния $\theta_j \ll 1$, что фактически выполняется в экспериментах. В этом случае связь акустической частоты f_m и длины волны света λ при m -фононном рассеянии света может быть приближенно выражена соотношением

$$f_m \approx \frac{2v}{m\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad (3)$$

а углочастотные [условия Брэгга имеют вид

$$\sin \theta_j \approx \left(\frac{m}{2} - j \right) \frac{\lambda f_m}{n_j v}, \quad (4)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления среды в направлении, перпендикулярном волновому вектору ультразвука; n_j — показатель преломления, соответствующий поляризации светового пучка j -го порядка; $j=0, 1, \dots, m$.

Сопоставление формулы (3) с неравенством (1) показывает, что рост номера старшего порядка рассеяния m , связанный с уменьшением акустической частоты f_m , ограничен значением фактора Q . Объединяя (1) и (3), получим неравенство, определяющее брэгговский характер многофононных процессов рассеяния,

$$Q = \frac{4L}{\lambda m^2} (n_2^2 - n_1^2). \quad (5)$$

Соотношения (3), (5) показывают, что реализация многофононного рассеяния света на упругих волнах тесно связана с оптимальным выбором характеристик взаимодействия f_m и λ , а также с параметрами анизотропной среды.

Укороченные уравнения для нормированных амплитуд световых полей A_j в случае m -фононного рассеяния могут быть взяты в виде [1]

$$\frac{dA_0}{dy} = -A_1, \quad \frac{dA_j}{dy} = A_{j-1} - A_{j+1}, \quad \frac{dA_m}{dy} = A_{m-1} \quad (6)$$

с граничными условиями

$$A_0(0) = 1, A_1(0) = \dots = A_m(\theta) = 0. \quad (7)$$

Здесь $j=1, 2, \dots, (m-1)$; y — приведенная координата, которая определяется через величины, обычно используемые в экспериментах [9],

$$y = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_{2\text{эк}}}{2HL}} z, \quad (8)$$

где H — ширина области акустооптического взаимодействия; $P_{2\text{эк}}$ — мощность упругой волны в среде; M_2 — коэффициент акустооптического качества; z — текущая координата в направлении, перпендикулярном волновому вектору звука $0 \leq z \leq L$ и соответственно $0 \leq y \leq y(L)$.

Для экспериментальных исследований многофононного акустооптического взаимодействия использовались кристаллы TeO_2 . Направление распространения света было близким к оси [001], а упругой волны — параллельным оси [110] с точностью не хуже двух угловых минут. Расходимость акустических волн составляла $\varphi \sim 10^{-3}$ рад, скорость $v=0.616 \cdot 10^5$ см/с, длина взаимодействия $L=0.5$ см. В направлении [001] парателлуриит имеет обусловленное оптической активностью и сильно диспергирующее двулучепреломление, величина которого может быть аппроксимирована из данных [9] и позволяет проводить эксперименты по многофононному рассеянию света на упругих волнах с частотами 30...80 МГц, на которых влияние акустических потерь невелико.

Нормальное и аномальное рассеяния света на медленной сдвиговой волне характеризуются эффективными фотоупругими постоянными, которые определяются аналогично [10] соотношениями

$$p = e_d^* P \gamma e_i, \quad \gamma = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_d^* \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \mathbf{r}), \quad (9)$$

где γ — тензор деформаций, выражаемый через полусумму диадных произведений векторов поляризации \mathbf{u} и направления распространения \mathbf{r} звука; e_i, e_d — комплексные орты поляризации падающего и рассеянного света, e_d^* — эрмитово-сопряженный с e_d вектор; P — тензор фотоупругости кристалла TeO_2 (класс симметрии 422) [11].

Поляризации компонент, на которые разлагается световая волна, распространяющаяся под углом θ , к оптической оси кристалла [001], представляют собой

$$\mathbf{e}_1 = \frac{1}{\sqrt{2(1+\varepsilon^2)}} \begin{pmatrix} \cos \theta_i - i\varepsilon \\ \cos \theta_i + i\varepsilon \\ \sqrt{2} \sin \theta_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_2 = \frac{1}{\sqrt{2(1+\varepsilon^2)}} \begin{pmatrix} i\varepsilon \cos \theta_i - 1 \\ i\varepsilon \cos \theta_i + 1 \\ i\varepsilon \sqrt{2} \sin \theta_i \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где ε — эллиптичность собственных волн.

Учитывая, что медленная сдвиговая волна в TeO_2 поляризована вдоль направления [110], из (9), (10) получаем эффективную фотоупругую постоянную для аномального рассеяния (\mathbf{e}_1 в \mathbf{e}_2 или \mathbf{e}_2 в \mathbf{e}_1)

$$P_a = \frac{\{ (P_{12} - P_{11}) (\cos \theta_d + \varepsilon(\theta_d)) \varepsilon(\theta_d) \cos \theta_d \}}{2 \sqrt{(1+\varepsilon^2(\theta_d)) (1+\varepsilon^2(\theta_d))}}, \quad (11)$$

(θ_d — угол рассеяния светового пучка; P_{11}, P_{12} — компоненты тензора фотоупругости) и эффективную фотоупругую постоянную для нормального рассеяния света (\mathbf{e}_1 в \mathbf{e}_1 или \mathbf{e}_2 в \mathbf{e}_2)

$$P_H = 0. \quad (12)$$

Таким образом, при указанной ориентации в TeO_2 возможно лишь аномальное рассеяние света, что позволяет учитывать вклад именно таких процессов, эффективность которых определяется коэффициентом акустооптического качества $M_2=793$ [9].

Двухфононное рассеяние света

Система (6) при $m=2$ и граничных условиях общего вида $A_j = a_j e^{i\alpha_j}$ имеет решение

$$\begin{aligned} A_0(y) &= \alpha_0 e^{i\alpha_0} \cos^2 \frac{y}{\sqrt{2}} + \alpha_2 e^{i\alpha_2} \sin^2 \frac{y}{\sqrt{2}} - \alpha_1 e^{i\alpha_1} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin y \sqrt{2}, \\ A_1(y) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_0 e^{i\alpha_0} - \alpha_2 e^{i\alpha_2}) \sin y \sqrt{2} + \alpha_1 e^{i\alpha_1} \cos y \sqrt{2}, \\ A_2(y) &= \alpha_0 e^{i\alpha_0} \sin^2 \frac{y}{\sqrt{2}} + \alpha_2 e^{i\alpha_2} \cos^2 \frac{y}{\sqrt{2}} + \alpha_1 e^{i\alpha_1} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin y \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (13)$$

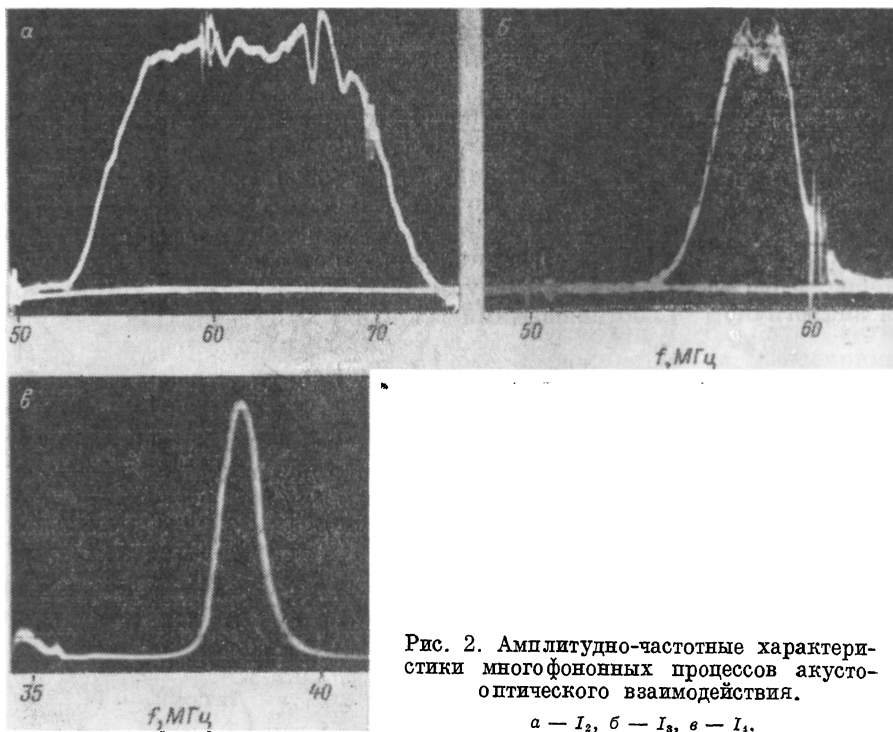


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики многофононных процессов акустооптического взаимодействия.

$a - I_2$, $б - I_3$, $в - I_1$.

Для граничных условий (7) решение (13) принимает вид

$$A_0(y) = \cos^2 \frac{y}{\sqrt{2}}, \quad A_1(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin y, \quad A_2(y) = \sin^2 \frac{y}{\sqrt{2}}, \quad (14)$$

откуда следует, что при $y = \pi / \sqrt{2}$ вся световая энергия перекачивается во второй порядок. Двухфононное рассеяние света не требует расходимости акустического пучка и при условиях (7) достаточно подробно рассмотрено, например, в [6]. Экспериментальное исследование двухфононного рассеяния света в кристалле TeO_2 (рис. 1, а) проводилось нами на длине волны $\lambda = 0.488$ мкм, которая удовлетворяет соотношению (3), являющемуся точным для $m=2$ при $f_2 = 63.3$ МГц, что хорошо согласуется с полученными данными рис. 2, а, где представлена амплитудно-частотная характеристика двухфононного рассеяния света. Полоса акустооптического взаимодействия по уровню половинной интенсивности составила 16 МГц (25 %).

Трехфононное рассеяние света

При указанной выше ориентации образца парателлурита трехфононное рассеяние с геометрией типа рис. 1, б невозможно, поскольку, согласно (12),

эффeктивная фотоупругая постоянная акустооптического взаимодействия без изменения поляризации света равна нулю. В то же время процесс типа рис. 1, *в* разрешен и может быть экспериментально обнаружен. Для этой геометрии получаем, решая систему (6), (7) при $m=3$, выражения для нормированных амплитуд световых полей в дифракционных максимумах

$$A_0(y) = \frac{1}{\sqrt{5}} (x_1 \cos x_1 y - x_2 \cos x_2 y),$$

$$A_1(y) = \frac{1}{\sqrt{5}} (x_1^2 \sin x_1 y - x_2^2 \sin x_2 y),$$

$$A_2(y) = \frac{1}{\sqrt{5}} (x_1 x_2 \cos x_1 y - x_1 x_2 \cos x_2 y),$$

$$A_3(y) = \frac{1}{\sqrt{5}} (x_1^2 (1 + x_2) \sin x_1 y - x_2^2 (1 + x_1) \sin x_2 y), \quad (15)$$

где $x_1^2 = (3 + \sqrt{5})/2$, $x_2^2 = (3 - \sqrt{5})/2$.

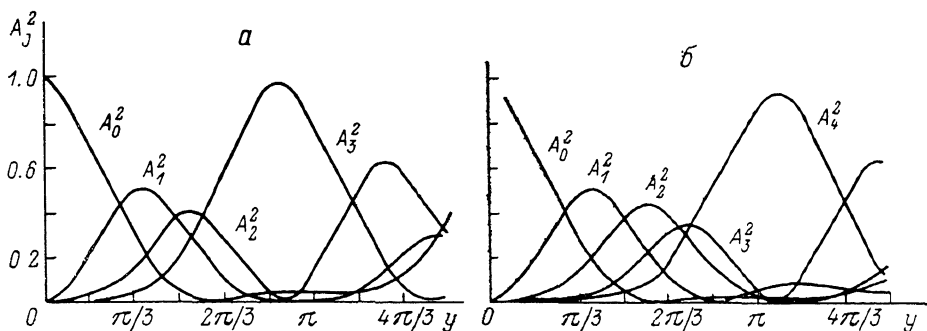


Рис. 3. Зависимость интенсивностей рассеянного света в различных порядках от координаты y для случаев $m=3$ (а), 4 (б).

Можно проверить, что это решение удовлетворяет условию нормировки

$$\sum_{j=0}^3 A_j^2 = 1.$$

Экспериментальное исследование процесса трехфононного рассеяния света в кристалле парателлурита с геометрией типа рис. 1, *в* проводилось на длине волны $\lambda=0.442$ мкм. Переход к меньшей длине волны был обусловлен в соответствии с гиперболическим характером зависимости $\sqrt{n_2^2 - n_1^2}$ от λ и неравенством (5) необходимостью компенсировать уменьшение фактора Q при увеличении m с тем, чтобы сохранить брэгговский режим дифракции света. Значение безразмерного фактора Q составило для этого случая $Q=15$. Для процессов с нечетным m соотношение (3) дает лишь приблизительную оценку частоты f_m , поскольку ни один из векторов k_j не является строго параллельным оси Z ; при $m=3$ получаем $f_3=55.0$ МГц. Амплитудно-частотная характеристика процесса приведена на рис. 2, б, откуда видно, что экспериментальное значение $f_3=57.8$ МГц; полоса взаимодействия составила 4 МГц (7 %). Зависимость интенсивностей рассеянного света в различных порядках от координаты y представлены на рис. 3, а. Заметим, что при $y \approx 0.88\pi$ в третий порядок отклоняется около 98 % падающего на образец светового потока.

Четырехфононное рассеяние света

Решая систему уравнений (6) с граничными условиями (7) для $m=4$ получаем

$$A_0(y) = \cos^2 \frac{y}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \frac{y\sqrt{3}}{2},$$

$$A_1(y) = \frac{\sqrt{3}}{6} \sin y \sqrt{3} + \frac{1}{2} \sin y,$$

$$A_2(y) = \frac{2}{3} \sin^2 \frac{y \sqrt{3}}{2},$$

$$A_3(y) = \frac{1}{2} \sin y - \frac{\sqrt{3}}{6} \sin y \sqrt{3},$$

$$A_4(y) = \sin^2 \frac{y}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \frac{y \sqrt{3}}{2}. \quad (16)$$

Решение (16) удовлетворяет условию нормировки $\sum_{j=0}^4 A_j^2 = 1$ и приведено на рис. 3, б, откуда видно, что интенсивность света в четвертом порядке при $y \approx 1.08\pi$ достигает величины $A_4^2_{\max} = 0.94$. Экспериментальное исследование процесса четырехфонового рассеяния проводилось на длине волны света $\lambda = 0.442$ мкм. При этом, согласно (5), фактор Q принимал значение $Q = 10$, что обеспечивало брэгговский характер рассеяния, о чем свидетельствовало также отсутствие +5-го и -1-го порядков рассеяния. Согласно (3), при $m = 4$ и $\lambda = 0.442$ мкм получаем значение $f_4 = 40.4$ МГц, несколько отличающееся от определенного экспериментально, что, по-видимому, связано с неточностью определения дисперсии величины $\sqrt{n_2^2 - n_1^2}$ и неэквидистантностью поверхностей волновых векторов. Из рис. 2, в видно, что полоса взаимодействия на центральной частоте 38.8 МГц составила 1.1 МГц (2.5 %).

При уменьшении частоты акустического сигнала наблюдались многофононные процессы выше четвертого порядка, однако соответствующие дифракционные максимумы сопровождалась появлением дополнительных порядков рассеяния, что свидетельствовало о нестрогом соблюдении режима брэгговской дифракции и, следовательно, не позволяло описывать такие процессы на основе приведенных общих соотношений.

Практическое использование

Многофононные брэгговские процессы находят применение для решения прикладных задач. Так, следует отметить использование этого явления для сдвига частоты оптического излучения [1], в устройствах управления положением оптического пучка [12, 13] и др.

В последнее время большой интерес представляет использование оптических методов в вычислительной технике, в частности для создания систем и устройств, реализующих логические функции, как элементной базы универсальных высокоскоростных прецизионных оптических процессоров [14]. Одна из возможностей осуществления полностью оптических логических элементов, в которых два логических состояния кодируются уровнями интенсивности оптических сигналов, может быть основана на явлении двухфонового брэгговского рассеяния (рис. 1, а), при падении на звукопровод до трех световых пучков с оптическими частотами, различающимися на значение акустической частоты [15]. Этот случай описывается соотношениями (13), анализ которых позволяет рассматривать возможности реализации логических элементов НЕ, ИЛИ, исключающее ИЛИ, И-НЕ, исключающее ИЛИ-НЕ с оптической накачкой и без накачки. Соответствующие акустооптические процессы удобно обозначать $i \xrightarrow{m} j$, $i + j \rightarrow m$, $i + j \xrightarrow{m} l$; $\{i, j, l, m\} = \{0, 1, 2\}$, где слева и справа стоят порядки входных и выходных информационных пучков, а над стрелками — порядок пучка накачки. Рассмотрение всех типов взаимодействия позволило выделить пять с учетом симметрии по индексам 0 и 2 оптимальных с энергетической точки зрения геометрий, реализующих перечисленные выше логические функции (для элементов НЕ — при дополнительном условии сохранения частоты оптического сигнала). Соотношения амплитуд и фаз входных световых пучков при нормировке выходных информационных пучков на единицу для этих процессов приведены в таблице.

Тип процесса	Элемент	Соотношения амплитуд и фаз
$0 \xrightarrow{0} 0$	НЕ	$a_1^2 = a_0^2 (2a_0 - 2)^{-1}$, $a_0^2 \rightarrow 1$, $\alpha_1 = \alpha_0$
$0 \xrightarrow{2} 0$	НЕ	$a_2^2 = a_0^2 (a_0 - 1)^{-2}$, $a_0^2 \rightarrow 1$, $\alpha_2 = \alpha_0 + \pi$
$1 \xrightarrow{2} 1$	НЕ ИЛИ	$a_0^2 = 2a_1^2 (a_1^2 - 1)^{-1}$, $a_1^2 \rightarrow 1$, $\alpha_1 = \alpha_0 + \pi$
$0+2 \rightarrow 1$	Исключающий ИЛИ	$\alpha_2 = \alpha_0 + \pi/3$, $a_0^2 = a_2^2 \rightarrow 2$ $\alpha_2 = \alpha_0$
$0+2 \xrightarrow{1} 1$	И-НЕ Исключающий ИЛИ-НЕ	$\alpha_1 - \alpha_0 = \alpha_1 - \alpha_2 - \pi/3 = \pi/3$, $a_0^2 = a_2^2 \rightarrow 2$ $\alpha_1 - \alpha_0 = \alpha_1 - \alpha_2 - \pi = 0$, $a_0^2 \rightarrow \infty$

Система логических вентилях на основе двухфононного [рассеяния света] включает три оптические частоты, согласование которых при каскадировании может быть выполнено выбором направлений распространения упругих волн.

Оценка рабочих характеристик логических элементов проводилась для рассмотренного выше образца на основе парателлуриата, высокий коэффициент акустооптического качества которого обеспечивал малую потребляемую акустическую мощность. Необходимая для выполнения логических операций мощность входного оптического информационного сигнала могла быть уменьшена до значений $P_1 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ Вт, определяемых нижней границей динамического диапазона акустооптического взаимодействия, а время переключения равнялось времени прохождения оптическими сигналами области взаимодействия, т. е. составляло $\tau \sim 10^{-10}$ с. Следовательно, произведение этих параметров $P_1 \tau$ имело значение $10^{-14} - 10^{-15}$ Дж, что значительно ниже достигнутой к настоящему времени энергии переключения бистабильных оптических элементов [16]. Представляется также возможным создание на основе хорошо развитой технологии акустооптических устройств матриц таких оптических логических элементов со способностью к электронному поканальному перепрограммированию.

Заключение

Таким образом, полученные результаты иллюстрируют характер многофононных брэгговских процессов рассеяния света на упругих волнах в анизотропной среде при геометрии взаимодействия, представленной на рис. 1, а, в. Особенностью таких процессов в отличие от предела Рамана—Ната, или промежуточного режима, является принципиальная возможность перекачки в наивысший порядок рассеяния большей, приближающейся к 100 %, части падающего на ультразвуковой пучок светового потока. Многофононные процессы могут быть использованы для осуществления логических функций над оптическими сигналами, что позволяет применить их при построении цифровых оптических систем обработки информации.

Список литературы

- [1] Балакий В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах / Под ред. В. В. Леманова. М.: Наука, 1982. 424 с.
- [3] Акустооптические устройства радиоэлектронных систем / Под ред. С. В. Кулакова. Л.: Наука, 1988. 156 с.
- [4] Warner A. W. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 12. P. 4489—4495.
- [5] Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 2. С. 318—326.
- [6] Волошкин В. Б., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1976. Т. 17. № 3. С. 305—312.
- [7] Петрунькин В. Ю., Раковский В. Ю., Щербakov А. С. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 18. С. 1130—1134.
- [8] Рытов С. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1937. № 2. С. 223—259.
- [9] Утида Н., Нидзэки Н. // ТИИЭР. 1973. Т. 61. № 8. С. 21—43.
- [10] Сорока В. В. // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 6. С. 877—882.
- [11] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

- [12] Волошинов В. Б., Парьгин В. Н., Траоре Б. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по вычислительной оптикоэлектронике. Ереван. 1987. Ч. 1. С. 174—175.
- [13] Волошинов В. Б., Парьгин В. Н., Траоре Б. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. «Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации». Таллинн, 1987. Ч. 3. С. 113.
- [14] Сочук А. А., Стренд Т. С. // ТИИЭР. 1984. Т. 72. № 7. С. 8—33.
- [15] Раковский В. Ю., Щербаков А. С. // Тез. докл. I Всесоюз. конф. по оптической обработке информации. Л., 1989. Ч. 1. С. 125.
- [16] Smith S. D. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 10. P. 1550—1564.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.

