

О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА МНОГОЧАСТОТНЫХ ОБЪЕМНЫХ РЕШЕТКАХ

О.Н.Галкин, В.И.Кравченко, Ю.Н.Пархоменко
 Научно-исследовательский центр "Сонар" АН Украины,
 252039, Киев

Поступила в редакцию 11 октября 1991 г.

После переработки 5 марта 1992 г.

Исследованы многофононные процессы взаимодействия при анизотропной дифракции света на двух звуковых волнах, возбуждаемых в общем объеме. Обнаружены качественно новые (двухступенчатые) зависимости интенсивности дифракционной электромагнитной волны от частоты звука. Показано, что многофононные процессы обеспечивают взаимный характер передачи света во встречных направлениях.

При возбуждении в одном объеме нескольких звуковых волн различной частоты начинают проявляться процессы многофононного комбинационного взаимодействия, в то время как при брэгговской дифракции света на одной звуковой решетке они отсутствуют по определению, а обычные многофононные (если не рассматривать случаи вырождения) пренебрежимо малы. В случае изотропной дифракции учет комбинационных процессов приводит только к количественным изменениям основного решения (см., например, ¹). В настоящем сообщении теоретически и экспериментально исследована анизотропная дифракция света на многоволновых звуковых решетках. Так как устройства с таким взаимодействием часто используются внутри резонатора лазера, где свет распространяется во встречных направлениях, то наряду с пердаточными характеристиками мы рассмотрели также вопросы, связанные с взаимностью передачи встречных электромагнитных волн.

Пусть в одном объеме одноосного кристалла возбуждаются две одинаково направленные плоские звуковые волны с различными частотами Ω_1 и Ω_2 . Диэлектрическую проницаемость в этом случае можно записать в виде

$$\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon_1 \sin(\vec{K}_1 \vec{r} - \Omega_1 t) + \Delta\epsilon_2 \sin(\vec{K}_2 \vec{r} - \Omega_2 t), \quad (1)$$

где ϵ_0 - тензор невозмущенной среды, $\Delta\epsilon_1, \Delta\epsilon_2$ - его изменения под действием звуковых волн с волновыми векторами \vec{K}_1, \vec{K}_2 . В расчетах, для определенности, использованы параметры и типичная геометрия взаимодействия для парателлурита ², с которым были выполнены также и эксперименты.

Решение уравнений Максвелла с диэлектрической проницаемостью (1) ищем в виде суммы собственных волн среды:

$$\vec{E} = \sum_{p,m=0}^{\infty} \vec{e}_{pm} C_{pm}(z) \exp(\vec{k}_{pm} \vec{r} - \omega_{pm} t), \quad p, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

(ось OZ выбрана перпендикулярной, а OX - параллельной вектору групповой скорости звука). Частоты ω_{pm} и компоненты волновых векторов k_{pmz} удовлетворяют соотношениям $\omega_{pm} = \omega_0 + p\Omega_1 + m\Omega_2$, $k_{pmz} = k_{00z} + pK_{1z} + mK_{2z}$, которые следуют из законов сохранения энергии и проекции импульса на ось OZ . После преобразований приходим к системе уравнений ³:

$$\begin{aligned} \partial C_{pm} / \partial z = & q_{1p-1m} \exp(i\eta_{1p-1m} z) C_{p-1m} + q_{1p+1m} \exp(i\eta_{1pm} z) C_{p+1m} + \\ & + q_{2p-1} \exp(i\eta_{2p-1} z) C_{p-1} + q_{2p+1} \exp(i\eta_{2pm} z) C_{p+1}. \end{aligned} \quad (3)$$

где коэффициенты $\eta_{1pm} = k_{p-1mz} + k_{pmz} + K_{1z}$, $\eta_{2pm} = k_{pm-1z} + k_{pmz} + K_{2z}$ характеризуют расстройку от волнового синхронизма, а

$$q_{1p\pm 1m} = \vec{e}_{pm} \Delta \epsilon_1 \vec{e}_{p\pm 1m} \omega_{pm}^2 / 2k_{pmz} c^2,$$

$$q_{2pm\pm 1} = \vec{e}_{pm} \Delta \epsilon_2 \vec{e}_{pm\pm 1} \omega_{pm}^2 / 2k_{pmz} c^2$$

определяют эффективность связи падающего света с каждой из звуковых волн (c - скорость света). При расчетах мы ограничились учетом одно-, двух- и трехфоновых взаимодействий, дающих основной вклад в решение ($p, m = 0, \pm 1, \pm 2$).

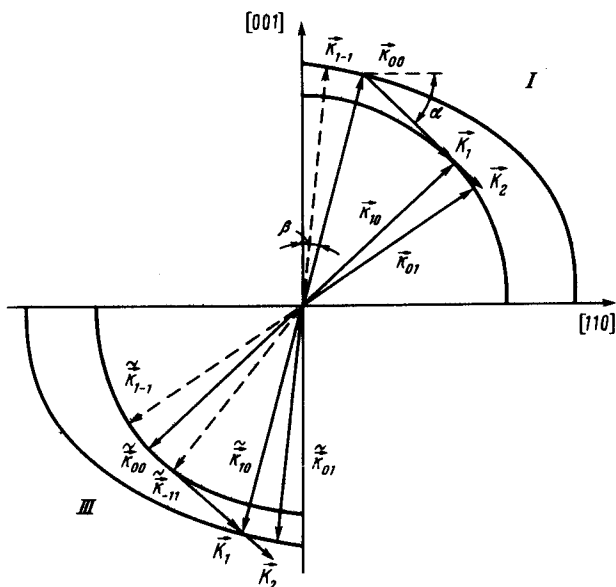


Рис.1. Геометрия акустооптического взаимодействия в анизотропной среде (пунктиром показаны волновые векторы собственных волн наиболее интенсивных двухфоновых процессов)

Исследовались зависимости интенсивностей собственных волн $I_{pm} = |C_{pm}|^2$ от параметров звуковых волн для встречных направлений распространения света - прямого (квадрант I на рис.1) и обратного (квадрант 3), причем волновой вектор падающей волны \vec{k}_{00} во втором случае и дифракционной - \vec{k}_{10} в первом выбирались противоположными. В обратном направлении при этом реализуется нормальная дифракция, а в прямом - аномальная (угол между векторами \vec{K}_j и \vec{k}_{10} , \vec{k}_{01} близок к 90°). Для наглядности на рис.2,3 выделены области I и II, показывающие интервалы частот, характерные для каждого из типов дифракции.

Если не рассматривать эффекты более высокого порядка малости, связанные с движением решетки ⁴, то данная система должна быть взаимной, то есть зависимости I_{10} для встречных направлений света должны быть одинаковы. Однако в рамках только однофоновых процессов результаты расчетов не согласуются с этим утверждением - как видно из рис.2 (пунктир) зависимости I_{10} имеют существенно различную ширину. В такой модели это связано с тем, что в обратном направлении (рис.2б) в области II свет как бы не ощущает

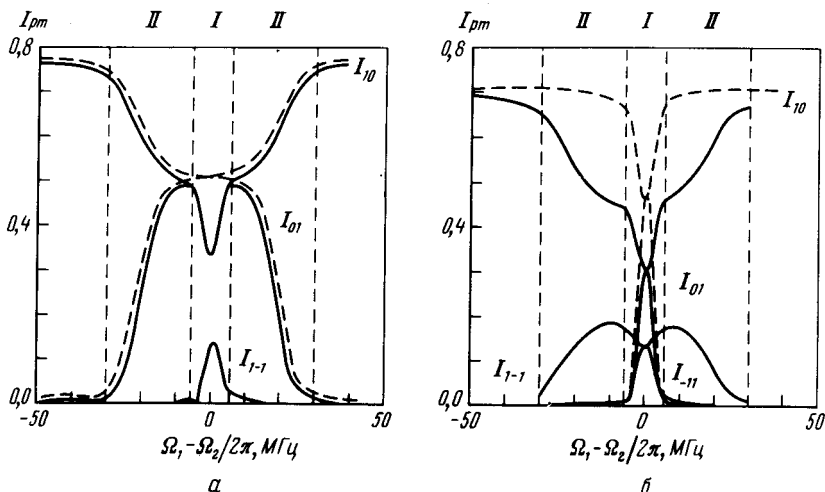


Рис.2. Расчетные зависимости интенсивностей собственных волн I_{ptm} от расстройки частот $\Omega_1 - \Omega_2$ при $\Omega_1 = 60$ МГц и одинаковых мощностях звуковых волн для прямого (а) и обратного (б) направлений распространения света: — — с учетом многофононных процессов, - - - без учета

звуковую волну с частотой Ω_2 и эффективность дифракции во встречных направлениях при равных расстройках различна.

Учет многофононных процессов дает принципиально иной результат - форма кривых изменяется, так что коэффициенты передачи для встречных волн становятся одинаковыми. А именно, в прямом направлении (рис.2а) в области I эффективность дифракции в первый порядок падает и образуется узкий "клюв". Изменения для обратного направления (рис.2б) еще более существенны: происходит понижение эффективности дифракции в области I, а также появляется значительное уширение кривой I_{10} в области II, так что она становится такой же, как и на рис.2а. Заметим, что в области II эффективность однофононной дифракции на второй волне уже равна нулю, а для первой волны I_{10} не достигает своего максимума.

Указанные выше изменения передаточных характеристик возникают из-за одновременного проявления многофононных процессов двух типов, для одних из которых характерна нормальная дифракция (I_{-11} на рис.2б и I_{1-1} на рис.2а), а для других - аномальная (I_{1-1} на рис.2б). Этим определяется двухступенчатая форма кривых. Отметим также, что именно многофононные процессы, "компенсируя" асимметрию геометрий взаимодействия для встречных направлений, обеспечивают взаимность системы.

Эксперименты выполнены с кристаллом парателлурита как для прямого, так и обратного направлений распространения излучения в геометрии взаимодействия, соответствующей рис.1 с $\alpha = 6^\circ$ и $\beta \approx 4,2 - 4,4^\circ$. В качестве источника излучения применялись He-Ne ($\lambda = 0,63$ мкм)- и YAG:Nd³⁺ ($\lambda = 1,06$ мкм)-лазеры. Интенсивности различных собственных волн одновременно регистрировались ПЗС линейкой, что позволяло фиксировать соотношения между ними. На рис.3 приведены результаты измерений, подтверждающие две наиболее важные расчетные закономерности (см. рис.2):

1. Двухступенчатый характер кривых I_{ptm} виден на рис.3а, где на фоне широких зависимостей в области I наблюдается узкий провал (эффективность

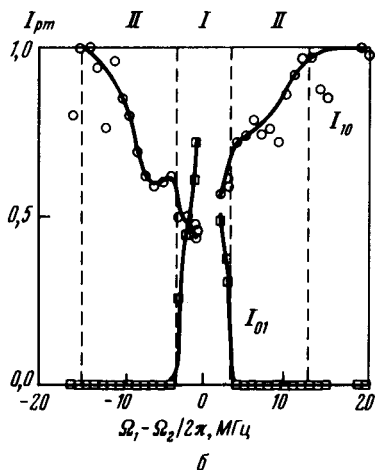
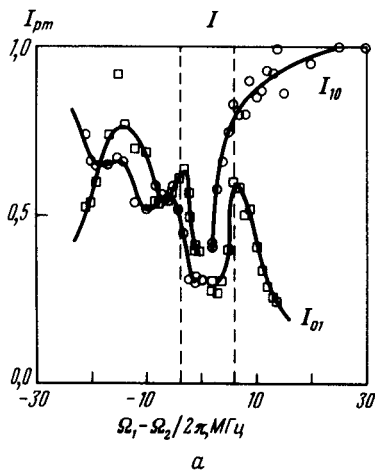


Рис.3. Экспериментальные зависимости интенсивностей собственных волн I_{pm} от расстройки звуковых частот для прямого (а) и обратного (б) направлений распространения света: \circ — I_{10} , \square — I_{01}

дифракции падает на $\approx 50\%$) с шириной, характерной для нормальной дифракции. Отметим, что хотя величину снижения при $\Omega_1 - \Omega_2 \approx 0$ трудно измерить из-за перекрытия пучков (участки разрывов зависимостей при $\Omega_1 \approx 70$ МГц рис.3), но вместе с тем она превышает расчетное значение на рис.2а, что связано с возрастающим влиянием при $\Omega_1 - \Omega_2 \approx 0$ многофононных процессов более высоких порядков, чем учтенные в расчетах.

2. Уширение зависимости I_{10} для обратного направления (в $\approx 5 - 6$ раз по сравнению с одночастотным случаем) показано на рис.3б. Причем, как и следует из расчетов (рис.2б), характер хода кривых I_{01} и I_{10} существенно различный и определяется соответственно нормальной и аномальной дифракцией. Из рисунка видна еще одна важная особенность системы - если одна из звуковых волн находится вне области аномального акустооптического взаимодействия, то ее присутствие, несмотря на нарушение ею периодичности суммарной акустической решетки, не оказывает влияние на дифракцию (значения I_{10} вне области II такие же как в случае возбуждения только одной звуковой волны).

В заключение отметим, что установленные закономерности являются общими и не зависят от природы решеток и взаимодействующих волн. Аналогичные процессы будут проявляться и при взаимодействии света с волнами заряда, голографическими объемными решетками и т.п.

1. D.L.Hecht, IEEE, Trans. on Son. and Ultrason. SU-24, 7 (1977).
2. T.Yono, M.Kawabuchi and A.Fukumoto, Appl. Phys. Lett. 26, 689 (1975).
3. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, Физические основы акустооптики, М.: Наука, 1985.
4. Г.Е.Зильберман, Л.Ф.Купченко, Радиотехника и электроника 24, 901 (1979).