КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.522.01

К ТЕОРИИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

Л. Н. Магдич и *В. Я. Молчанов*

Определение поля дифрагированного света является одной из центральных задач акустооптики. Классические методы Рамана и Ната [1] верны для любой акустической мощности, но дают решение дифракционной задачи для идеализированного случая плоских световых волн. Дифракция Брэгга гауссовых пучков исследована в работах Гордона [2] и Майдана [3]. Найденное ими решение для дальней зоны есть первое борновское приближение и строго выполняется только при предельно слабом взаимодействии. Теория дифракции пучков с произвольным распределением, справедливая для любого акустического поля, предложена в работе [4]. Дифрагированное поле в [4] определено в области взаимодействия.

В настоящей работе получено общее аналитическое выражение для распределения поля дифрагированного света в дальней зоне при брэгговской дифракции. Теория верна для любой акустической мощности и для произвольных световых пучков при условии, что их распределение описывается функциями с разделяющимися переменными. Рассмотрен частный случай гауссовых пучков. В случае слабого акустического поля установлено соответствие с результатами работ [2, 3, 5].

Пусть на область взаимодействия под углом Брэгга $\Theta_Б$ к фронту акустической волны вдоль оси z декартовой системы координат xyz (плоскость xz и плоскость дифракции совпадают) падает световая волна $E(x, y, t)$

$$E(x, y, t) = E_1(x) E_2(y) \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (1)$$

При условии $\Theta_Б \ll 1$ амплитуда поля дифрагированной волны $E^d(x, y)$ с точностью до фазовых членов, не вносящих вклада в интенсивность, запишется в виде [4]

$$E^d(x, y) = WF^{-1}\left[F[E_1(x)]\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right)\frac{\sin\frac{\pi L}{\Lambda}\sqrt{W^2+\alpha^2}}{\sqrt{W^2+\alpha^2}}\right](x) E_2(y), \quad (2)$$

где

$$W = \frac{1}{2n\sin\Theta_Б}\sqrt{\frac{P_a M_2}{2LH}}. \quad (3)$$

В (1)—(3) приняты следующие обозначения: $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина световой волны в среде, ω — частота, t — время, n — показатель преломления среды, Λ — длина звуковой волны, L и H — соответственно длина и ширина звукового столба, P_a — акустическая мощность, M_2 — коэффициент акустооптического качества. Символами $F[f(x)](\alpha/\lambda)$ и F^{-1} обозначено соответственно прямое и обратное Фурье-преобразование функции $f(x)$ по пространственным частотам α/λ: α — угол между осью z и пространственной составляющей углового спектра.

Рассмотрим в дальней зоне систему координат $x_1y_1z_1$, получаемую из исходной параллельным переносом вдоль оси Z на расстояние z_0. Дифрагированное поле в дальней зоне $E^d(x_1, y_1)$ определяется двумерным Фурье-преобразованием от распределения на апертуре $E^d(x, y)$ и с точностью до фазовых членов имеет вид [6]

$$E^d(x_1, y_1) = \frac{1}{\lambda z_0} F[E^d(x, y)]\left(\frac{x_1}{\lambda z_0}, \frac{y_1}{\lambda z_0}\right). \tag{4}$$

Легко видеть, что в (2) и (4) пространственные частоты совпадают: $\alpha = x_1/z_0$, тогда из (2) и (4) следует, что угловое распределение поля дифрагированного света в дальней зоне определится выражением

$$E^d(\alpha, \beta) = \frac{W}{\lambda z_0} F[E_1(x)]\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda}\sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} F[E_2(y)]\left(\frac{\beta}{\lambda}\right), \tag{5}$$

здесь $\beta = y_1/z_0$.

Формула (5) есть искомое общее решение в дальней зоне при сильном взаимодействии. Она показывает, что распределение дифрагированного поля в плоскости дифракции зависит от распределения поля падающего света, от расходимости звука и от величины акустической мощности, а в перпендикулярной плоскости совпадает с распределением падающего света.

В частном случае гауссового распределения падающего пучка $E(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right)$, где w_0 — перетяжка, выражение для дифрагированного поля (5) принимает вид

$$E^d(\alpha, \beta) = \frac{W\sqrt{\pi}\, w_0}{\lambda z_0} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\alpha\right)^2} \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda}\sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\beta\right)^2}. \tag{6}$$

Введем превышение b акустической мощности P_a над уровнем P_{a0}, при котором в случае плоской волны дифрагирует 100% падающего света

$$b = \frac{P_a}{P_{a0}}. \tag{7}$$

В терминах параметров b и a — отношения дифракционных расходимостей света и звука [3] — решение (6) перепишется в виде

$$E^d(\alpha, \beta) = \frac{\sqrt{\pi b}\, w_0}{\lambda z_0} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\alpha\right)^2} \frac{\sin \frac{\pi}{2}\sqrt{b^2 + a^2\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\alpha\right)^2}}{\sqrt{b^2 + a^2\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\alpha\right)^2}} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\beta\right)^2}. \tag{8}$$

Из формулы (8) следует, что искажение дифрагированного поля не зависит от конкретной геометрии взаимодействия и характеристик акустооптической среды, а определяется только безразмерными параметрами a и b.

При предельно слабом взаимодействии $b \to 0$ и выражение (8) совпадает с аналогичным, полученным Хендерсоном [5] в результате преобразования громоздкого решения Гордона [2, 3]

$$E^d(\alpha, \beta) = \frac{\sqrt{\pi b}}{z_0 a} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\alpha\right)^2} \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda}\alpha}{\pi \alpha} e^{-\left(\pi \frac{w_0}{\lambda}\beta\right)^2}. \tag{9}$$

Итак, при слабом взаимодействии распределение поля отклоненного света в плоскости дифракции в дальней зоне равно произведению дифракционных распределений падающего света и звука.

Как отмечалось в [4], на эффективность акустооптического устройства η при прочих равных условиях влияет величина a. В слабом поле эта зависимость приобретает простой вид

$$\eta = \frac{\eta_0}{a_1^2}\left(\sqrt{\pi}\, a_1 \operatorname{erf} a_1 + e^{-a_1^2} - 1\right), \tag{10}$$

где $a_1 = \pi a / 2\sqrt{2}$, η_0 — эффективность дифракции для плоской волны ($a \to 0$), введенная Гордоном [2].

Последнее выражение показывает, что уменьшение эффективности η по сравнению с η_0 определяется только величиной параметра a.

Литература

[1] C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath. Proc. Ind. Inst. Sci., *2* (A), 405, 413, 1935; *3* (A), 75, 119, 1936.
[2] E. I. Gordon. Proc. IEEE, *54*, 1391, 1966.
[3] D. Maydan. IEEE J. Quant. Electr., *6*, 15, 1970.
[4] Л. Н. Магдич, В. Я. Молчанов. Опт. и спектр., *42*, 533, 1977.
[5] D. M. Henderson. IEEE J. Quant. Electr., *8*, 184, 1972.
[6] Дж. Гудмен. Введение в Фурье — оптику. «Мир», М., 1970.

Поступило в Редакцию 21 февраля 1978 г.
В окончательной редакции 12 августа 1979 г.

УДК 535.34-15

ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТР Н-КОМПЛЕКСА HCl С АЦЕТОНИТРИЛОМ В РАСТВОРЕ ЖИДКОГО КСЕНОНА

А. В. Бобров, Н. Н. Гаджиева, Я. М. Кимельфельд и *Е. М. Смирнова*

Комплекс HCl с CH_3CN относится к типичным комплексам с водородной связью. Достаточная прочность и высокая симметрия этого комплекса сделали его удобным объектом спектроскопических исследований. В обстоятельной работе Томаса и Томпсона [1] исследован ИК спектр комплекса CH_3CN—HCl в газовой фазе. Показано, что при комнатной температуре спектр состоит из основной полосы HCl ν_1 полушириной ~ 100 см$^{-1}$ и более слабой разностной полосы ($\nu_1 - \nu_3$), отстоящей от основной примерно на 100 см$^{-1}$. Более того основная полоса имеет тонкую структуру с расстоянием между полосами ~ 1 см$^{-1}$, отнесенную авторами к горячим колебательно-вращательным переходам с уровней деформационного колебания Н-связи ν_6. С другой стороны, в растворе этого же комплекса в CCl_4 полуширина полосы HCl составляет 275 см$^{-1}$, а в бинарной смеси CH_3CN—HCl — 350 см$^{-1}$ [2], причем не видно вклада в интенсивность полосы разностной ($\nu_1 - \nu_3$) или суммарной частоты ($\nu_1 + \nu_3$), т. е. не наблюдается соответствия в ширинах и структуре полос той же системы в газовой фазе и в растворе, которое, казалось, должно было бы быть, если единственное различие системы в разных фазах состояло бы лишь в переходе от свободного к заторможенному вращению.

В то же время следует отметить, что для наблюдения комплекса в растворах при комнатной температуре приходится брать очень большие концентрации основания, например, CH_3CN от 3.7 до 0.5 моль/л [3], т. е. на одну молекулу реагента приходится только от 4 до 25 молекул растворителя, и растворитель в ряде случаев не заполняет даже первой координационной сферы комплекса.

В связи с этим представляется важным исследовать контур полос Н-комплекса в растворе в сжиженном благородном газе при низкой температуре. В этом случае, во-первых, резко возрастает константа комплексообразования и появится возможность исследовать комплекс при значительно меньших концентрациях основания, а, во-вторых, должно быть меньшим взаимодействие комплекса с растворителем, следовательно, можно будет более корректно сопоставить спектры комплекса в растворе и в газовой фазе. В данной работе изучен спектр комплекса CH_3CN—HCl в растворе жидкого ксенона.

Методика эксперимента та же, что и в работе [4, 5], измерения проводились при температуре ~ 165 К.