

дача расчета каналов и сечений возбуждения, а затем полученная информация использовалась при решении системы кинетических уравнений (9)—(10), которые интегрировались на ЭВМ БЭСМ-6 методом Гира при начальных условиях, соответствующих больцмановскому распределению. Результаты расчета временной зависимости населенностей некоторых нижних колебательных уровней молекулы  $O_3$  приведены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что даже в очень интенсивных полях возбуждения уровня (100) мало, а изменение населенностей (002) и (101) по сравнению с равновесными значительно. Особенно быстро с ростом пиковой интенсивности импульса растет населенность уровня (101). Можно наблюдать проявление эффекта насыщения колебательных переходов по мере увеличения интенсивности импульса от 1 МВт/см<sup>2</sup> до 1 ГВт/см<sup>2</sup>. Так, переходы (000)→(001) и (001)→(002) уже при сотнях МВт/см<sup>2</sup> имеют ярко выраженное насыщение, в то время как переходы (000)→(100) и (001)→(101) практически его не испытывают из-за малой величины сечения поглощения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bloembergen N. et al.//J. Molec. Struct. 1984. 113. P. 69—82. [2] Гордиенко В. М. и др.//Квант. электроника. 1982. 9, № 11. С. 2204—2211. [3] Джиджоев М. С. и др.//Квант. электроника. 1984. 11, № 7. С. 1357—1363. [4] Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М., 1981. [5] Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М., 1949. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 1974. [7] Nielsen H. H.//Handbuch der Physik./Ed. S. Flügge. Berlin & N. Y. Springer-Verlag. 1959. V. 37/1. [8] Benjamin I. et al.//J. Phys. Chem. 1983. 87. P. 727—729. [9] Imre D. G. et al.//J. Phys. Chem. 1982. 86. P. 2564—2566. [10] Такака Т., Морино Ю.//J. Molec. Spectr. 1970. 33, N 3. P. 538—551. [11] Матвеев В. С.//Журн. прикл. спектр. 1972. 16, № 2. С. 228—233. [12] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М., 1980. С. 182—184.

Поступила в редакцию  
31.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

#### АКУСТИКА

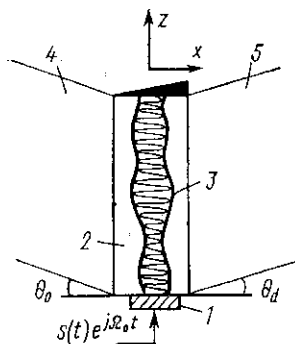
УДК 535.241.13:534

#### АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ЯЧЕЙКА КАК АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЙ ТРАНСПАРАНТ

В. И. Балакший, С. Д. Григоров, В. Н. Парыгин

(кафедра физики колебаний)

Акустооптические пространственные модуляторы света все шире используются в системах оптической обработки информации в качестве элементов, осуществляющих ввод обрабатываемого сигнала в световой пучок [1]. При этом сигнал  $s(t)$  сначала накладывается на высокочастотную несущую  $f_0$ , а затем подается на пьезопреобразователь 1 (рис. 1) акустооптической ячейки 2 и возбуждает в ней бегущую акустическую волну 3. Частота  $f_0$  выбирается в середине полосы пропускания пьезопреобразователя. Проходящий через ячейку световой пучок 4 дифрагирует в акустическом поле, в результате чего обрабатываемая информация переносится в дифрагированный пучок 5 в виде пространственно-временной реплики сигнала  $s(t)$ .



В реальных акустооптических устройствах обработки информации обычно применяется амплитудная модуляция высокочастотной несущей сигналом  $s(t)$ . В данной работе рассматривается более общий случай амплитудно-фазовой модуляции.

Рис. 1. Акустооптический транспарант: 1 — пьезопреобразователь, 2 — ячейка, 3 — акустическая волна, 4 — падающий пучок, 5 — дифрагированный пучок

Возбуждаемую в ячейке акустическую волну можно записать в виде

$$a(z, t) = a_0 s(t - z/v) \exp [j(\Omega_0 t - K_0 z)] \text{rect}(z/w - 1/2), \quad (1)$$

где  $\Omega_0 = 2\pi f_0$ ,  $K_0 = 2\pi f_0/v$ ,  $v$  — скорость звука,  $a_0$  — константа, определяемая параметрами пьезопреобразователя. Функция  $s(t)$  в общем случае является комплексной:  $s(t) = s_0(t) \exp [j\varphi(t)]$ , где  $s_0(t)$  дает амплитудную модуляцию акустической волны, а  $\varphi(t)$  — фазовую. Прямоугольная функция  $\text{rect}(\cdot)$  учитывает конечную апертуру ячейки  $w$  по оси  $z$ .

При малой эффективности дифракции угловое распределение дифрагированного света описывается выражением [2]

$$U_d(\theta_d) = -\frac{q^* l}{2} \frac{k_i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\theta_i) \text{sinc} \frac{\eta(\theta_i, \theta_d) l}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(K) \delta(k_d \theta_d - k_i \theta_i - K) dK d\theta_i, \quad (2)$$

где  $l$  — ширина акустического пучка в направлении распространения света,  $U_i(\theta_i)$  и  $U_d(\theta_d)$  — угловые спектры падающего и дифрагированного излучения,  $k_i$  и  $k_d$  — соответственно волновые числа,  $q^*$  — параметр акустооптического взаимодействия,  $A(K)$  — спектр акустического поля:

$$A(K) = \int_{-\infty}^{\infty} a(z, t) \exp(jKz) dz. \quad (3)$$

Коэффициент фазового синхронизма  $\eta$  при малых углах падения  $\theta_i$  и дифракции  $\theta_d$  имеет вид

$$\eta(\theta_i, \theta_d) = k_i(1 - \theta_i^2/2) - k_d(1 - \theta_d^2/2). \quad (4)$$

Если на ячейку под углом  $\theta_0$  падает плоская световая волна с амплитудой  $u^*$ , то

$$U_i(\theta_i) = u^* (2\pi/k_i) \delta(\theta_i - \theta_0). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (2), имеем

$$U_d(\theta_d) = -\frac{q^* l}{2} u^* A(k_d \theta_d - k_i \theta_0) \text{sinc} \frac{\eta(\theta_0, \theta_d) l}{2\pi}. \quad (6)$$

Структура поля дифрагированного света на выходе ячейки определяется обратным преобразованием Фурье функции (6). Учитывая изменение направления распространения света при дифракции, перей-

дем к системе координат  $x'z'$ , повернутой относительно  $xz$  на угол  $\theta_0 + K_0/k_d$ . Тогда для комплексной амплитуды светового поля получим

$$u_d(z') = \frac{k_d}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_d \left( \theta'_d + \theta_0 + \frac{K_0}{k_d} \right) \exp(-jk_d \theta'_d z') d\theta'_d =$$

$$= -\frac{q^* l}{2} \frac{u^*}{2\pi} \exp(jK_0 z') \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) \operatorname{sinc} \frac{\eta(\theta_0, \xi) l}{2\pi} \cdot \exp(-j\xi z') d\xi, \quad (7)$$

где  $\xi = k_d \theta'_d + K_0$ .

Здесь множитель  $\operatorname{sinc}(\cdot)$  под интегралом описывает селективные свойства акустооптического взаимодействия, которые проявляются тем сильнее, чем больше длина взаимодействия  $l$  [2]. В режиме дифракции Рамана—Ната, которому соответствует предельный случай  $l \rightarrow 0$ , угловая селективность исчезает и выражение (7) принимает вид

$$u_d(z') = -\frac{q^* l}{2} \frac{u^*}{2\pi} \exp(jK_0 z') \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) \exp(-j\xi z') d\xi =$$

$$= -\frac{q^* l}{2} u^* a_0 s(t - z'/v) \exp(j\Omega_0 t) \operatorname{rect}(z'/w - 1/2). \quad (8)$$

Соотношение (8) говорит о том, что акустооптическая ячейка работает как транспарант, создающий в дифрагированном пучке пространственное изображение сигнала  $s(t)$  (точнее, его выборки длительностью  $\tau = w/v$ ). Частота дифрагированного света смещена относительно частоты падающего излучения на величину  $\Omega_0$ ; это обстоятельство отражает множитель  $\exp(j\Omega_0 t)$ . Как и следовало ожидать, сформированное изображение перемещается по оси  $z'$  со скоростью звука  $v$ . Если необходимо получить неподвижное изображение (например, в задаче воспроизведения телевизионного изображения по его видеосигналу), то для этого достаточно расположить после ячейки дефлектор, отклоняющий дифрагированный пучок со скоростью звука в направлении, противоположном направлению распространения ультразвука в ячейке. Другой способ заключается в стробоскопическом освещении ячейки короткими импульсами света в момент заполнения всей ячейки акустическим сигналом. Чтобы качество изображения заметно не ухудшалось, длительность импульсов не должна превышать  $t_0 = w/Nv$ , где  $N$  — число разрешимых элементов в строке изображения.

Из выражения (8) следует, что вид пространственной модуляции дифрагированной волны точно соответствует виду временной модуляции высокочастотной несущей. При амплитудной модуляции несущей, когда  $\varphi(t) \equiv 0$ , имеет место чисто амплитудная модуляция дифрагированного пучка, тогда как фазовая вызывает также фазовую модуляцию дифрагированной волны. Последнее представляет особый интерес, поскольку это означает, что с помощью акустооптической ячейки можно формировать не только амплитудную, но и фазовую структуру изображений и таким образом создавать объемные изображения, подобные голографическим.

Исходным сигналом для таких изображений могут являться видеосигналы, получаемые с помощью акустооптического развертывающего устройства — АРУС [2]. В АРУС строчная развертка изображений осуществляется бегущим акустическим цугом, на котором последова-

тельно дифрагируют световые лучи от различных точек объекта. В работах [3, 4] показано, что устройства типа АРУС позволяют регистрировать как амплитудную, так и фазовую структуру световых полей.

Световое поле изображения в общем случае можно представить в виде

$$u(z) = u_0(z) \exp [j\gamma(z)], \quad (9)$$

где функции  $u_0(z)$  и  $\gamma(z)$  описывают пространственное распределение амплитуды и фазы в рассеянной объектом волне. При пробегании акустического цуга по ячейке в АРУС на фотоприемники поступает информация о локальных значениях амплитуды  $u_0(z)$  и фазового градиента  $\gamma'(z) = d\gamma/dz$  светового поля. После соответствующей обработки формируются два видеосигнала развертки:  $i_a(t) \sim u_0(vt)$  и  $i_\phi(t) \sim \gamma'(vt)$ .

Для восстановления исходного изображения необходимо амплитуду высокочастотной несущей промодулировать сигналом  $i_a(t)$ , а частоту — сигналом  $i_\phi(t)$ . Тогда получим

$$s_0(t) \sim i_a(t) \sim u_0(vt); \quad \varphi(t) \sim \int i_\phi(t) dt \sim \gamma(vt). \quad (10)$$

Если восстанавливающая акустооптическая ячейка аналогична считающей, то при возбуждении ее сигналом (10) в дифрагированном пучке возникнет исходное изображение (9), движущееся со скоростью звука:

$$u_d(z') \sim u_0(vt - z') \exp [j\gamma(vt - z')].$$

В режиме дифракции Рамана—Ната разрешение полученного изображения ограничивается только полосой пьезопреобразователя  $\Delta f_n$ . Чтобы преобразователь не ухудшал качества изображения, необходимо, чтобы его полоса была не меньше ширины спектра возбуждающего радиосигнала  $s(t) \exp(j\Omega_0 t)$ . В режиме брэгговской дифракции появляются дополнительные ограничения, обусловленные селективными свойствами акустооптического взаимодействия. Поскольку этот режим дифракции представляет наибольший практический интерес, рассмотрим его подробнее.

Предположим, что несущая  $\Omega_0$  промодулирована по амплитуде гармоническим сигналом с частотой  $\Omega_m$ , т. е.  $s(t) = s_0(t) = s_0(1 + m \cos \Omega_m t)$ . Тогда из (1) и (3) имеем

$$A(K) = a_0 s_0 \omega \exp \left\{ j \left[ \Omega_0 t + \frac{(K - K_0) \omega}{2} \right] \right\} \left\{ \operatorname{sinc} \frac{(K - K_0) \omega}{2\pi} + \right. \\ \left. + \frac{m}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp \left[ i\alpha \left( \Omega_m t - \frac{K_m \omega}{2} \right) \right] \operatorname{sinc} \frac{(K - K_0 - \alpha K_m) \omega}{2\pi} \right\}, \quad (11)$$

где  $K_m = \Omega_m/v$ . Отсюда видно, что спектр акустического поля содержит три линии, уширенные вследствие ограниченных размеров поля по оси  $z$ . Линии располагаются вблизи пространственных частот  $K_0$ ,  $K_0 \pm K_m$  и имеют ширину  $\Delta K = 4\pi/\omega$  (рис. 2).

Чтобы ячейка могла обеспечить высокое разрешение формируемого изображения, ее параметры должны удовлетворять условию  $k_l \omega \gg \gg K_0 l$ . При выполнении этого условия ширина функции  $\operatorname{sinc}[\eta(\xi)l/2\pi]$  в интеграле (7) будет много больше ширины функций  $\operatorname{sinc}(\cdot)$  в формуле (11) (см. рис. 2). Поэтому функцию  $\operatorname{sinc}[\eta(\xi)l/2\pi]$  можно вынести из-под знака интеграла. В результате получим

$$u_d(z') = -\frac{q^*l}{2} u^* a_0 s_0 \exp(j\Omega_0 t) \left\{ \text{sinc} \left\{ \frac{l}{2\pi} \left[ k_i - k_d + K_0 \left( \theta_0 + \frac{K_0}{2k_d} \right) \right] \right\} + \right. \\ \left. + \frac{m}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp[i\alpha(\Omega_m t - K_m z')] \text{sinc} \left\{ \frac{l}{2\pi} \left[ k_i - k_d + (K_0 + \alpha K_m) \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times \left( \theta_0 + \frac{K_0 + \alpha K_m}{2k_d} \right) \right] \right\} \right\} \text{rect} \left( \frac{z'}{w} - \frac{1}{2} \right). \quad (12)$$

Выражение (12) описывает световую волну, амплитуда которой изменяется вдоль оси  $z'$  по синусоидальному закону с пространственным периодом  $2\pi/K_m$ . Глубина пространственной модуляции  $M$  определяется функциями  $\text{sinc}(\cdot)$  и зависит от конкретных значений  $\theta_0$ ,  $K_0$ ,  $K_m$ , а также от типа акустооптического взаимодействия.

В случае изотропной дифракции  $k_i = k_d = k$  [2]. Чтобы обеспечить

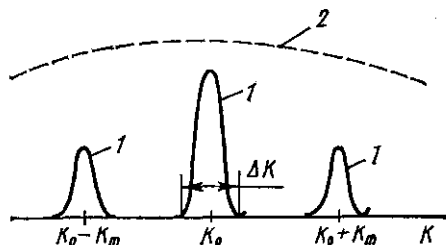


Рис. 2. Спектр акустического поля  $A(K)$  (1) и передаточная функция ячейки  $\text{sinc}(\eta l/2\pi)$  (2)

наиболее эффективное взаимодействие света с ультразвуком, угол падения  $\theta_0$  надо выбрать равным углу Брэгга на частоте  $f_0$ :  $\theta_0 = \theta_B(K_0) = -K_0/2k$ . Если, кроме того, выполняется условие  $K_0^2 l/k \gg 2\pi$ , определяющее брэгговский режим дифракции, то формула (12) упрощается:

$$u_d(z') = -\frac{q^*l}{2} u^* a_0 s_0 \exp(j\Omega_0 t) \left\{ 1 + m \text{sinc} \left( \frac{lK_0}{4\pi k} K_m \right) \cos [K_m (vt - z')] \right\} \times \\ \times \text{rect} \left( \frac{z'}{w} - \frac{1}{2} \right).$$

Отсюда следует, что глубина пространственной модуляции

$$M = m \text{sinc}(lK_0 K_m / 4\pi k). \quad (13)$$

Зависимость  $M(K_m)$  представляет собой пространственно-частотную характеристику акустооптического транспаранта. Она позволяет по выбранному допустимому уровню изменения  $M$  найти ширину полосы пространственных частот  $\Delta K_m$  и, следовательно, предельное разрешение изображения  $d_{\min} = 2\pi/\Delta K_m$ . Полное число разрешимых элементов в строке изображения дается выражением  $N = w/d_{\min} = \Delta f_m \tau$ , где  $\tau = w/v$  — постоянная ячейки, определяющая быстродействие акустооптического транспаранта. Из (13) имеем

$$\Delta K_m = 1,8\pi k/lK_0; \quad d_{\min} = 1,12l\lambda f_0/v; \quad N = 0,89wv/l\lambda f_0,$$

где  $\lambda$  — длина волны света в материале ячейки.

При анизотропной дифракции, когда  $k_i \neq k_d$ , предельное разрешение сильно зависит от геометрии акустооптического взаимодействия. Оптимальной является область вблизи экстремума зависимости  $\theta_B(K_0)$  [2]. В этом случае (12) принимает вид

$$u_d(z') = -\frac{q^*l}{2} u^* a_0 s_0 \exp(j\Omega_0 t) \left\{ 1 + m \text{sinc} \left( \frac{l}{4\pi k_d} K_m^2 \right) \cos [K_m (vt - z')] \right\} \times \\ \times \text{rect} \left( \frac{z'}{w} - \frac{1}{2} \right).$$

Следовательно,

$$M = m \operatorname{sinc} (IK_m^2/4\pi k_d); \Delta K_m = \sqrt{1,8\pi k_d/l}; d_{\min} = \sqrt{1,12\lambda l}.$$

Анизотропная дифракция с оптимальной геометрией взаимодействия позволяет получить в  $(f_0/v)\sqrt{1,12\lambda l}$  раз более высокое разрешение, чем изотропная.

При фазовой модуляции несущей гармоническим сигналом  $s(t) = s_0 \exp(j\varphi_0 \cos \Omega_m t)$ . Если глубина модуляции мала ( $\varphi_0 \ll 1$ ), то  $s(t) \approx s_0(1 + j\varphi_0 \cos \Omega_m t)$ . Следовательно, этот случай сводится к предыдущему заменой  $m$  на  $j\varphi_0$ . Частотные характеристики имеют тот же вид, что и при амплитудной модуляции. Таким образом, независимо от вида модуляции разрешение, обеспечиваемое акустооптическим транспарантом в брэгговском режиме дифракции, определяется селективными свойствами акустооптического взаимодействия.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. Л., 1978. [2] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [3] Балакший В. И., Иванов В. В., Упасена Х. А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1983. 26, № 11. С. 3—7. [4] Балакший В. И. // Радиотехн. и электроника. 1982. 27, № 7. С. 1413—1419.

Поступила в редакцию  
25.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

УДК 534.26

#### ВЛИЯНИЕ КАУСТИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО СДВИГА НА ОТРАЖЕНИЕ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ ОТ РЕБРА КЛИНА

В. В. Крылов

(кафедра акустики)

Согласно известным положениям геометрической оптики (акустики), при касании лучом каустики волнового поля соответствующая данному лучу волна приобретает сдвиг по фазе  $\Delta\psi_k$ , называемый каустическим фазовым сдвигом [1, 2]. В частности, при отражении от простой каустики  $\Delta\psi_k = -\pi/2$ . Обычно этот сдвиг не имеет практического значения, так как, влияя только на фазу отраженного поля, он никак не проявляется в экспериментах. В данной работе анализируется случай, когда каустический сдвиг фазы становится существенным, определяя не только фазу, но и абсолютную величину поля в точке наблюдения.

Такого рода ситуация возникает в задаче об отражении наклонно падающей поверхностной акустической волны Рэлея от ребра остроугольного упругого клина, которая представляет значительный самостоятельный интерес для ультразвуковой дефектоскопии, акустоэлектроники и сейсмологии [3—5]. Точного решения эта задача не имеет даже в случае падения поверхностной волны по нормали к ребру клина [4, 5]. Что же касается наклонного падения, то оно практически вообще не обсуждалось в литературе. Ниже используется приближенный подход к решению рассматриваемой задачи [6, 7], справедливый для остроугольных клиньев (с углами раствора клина менее 50—60°) и основанный на представлении падающей на ребро клина рэлеевской