

УДК 621.376

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА**В. И. Балакший***(кафедра физики колебаний)*

1. Введение. Акустооптические модуляторы (АОМ) находят все более широкое применение в физических исследованиях. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с электрооптическими: низкими управляющими напряжениями, слабой зависимостью характеристик от температуры, высокой контрастностью модуляции и др. [1]. Однако, хотя в литературе описано немало экспериментальных макетов АОМ, в теоретическом плане они исследованы ещё недостаточно хорошо. По-видимому, в первую очередь это связано с трудностью расчета характеристик АОМ, требующего даже в простейших случаях применения ЭВМ. Так, не исследовались угловые и дисперсионные характеристики. Не рассматривался вопрос о возможности использования в АОМ анизотропной дифракции света, которая широко применяется в других устройствах акустооптики: дефлекторах и перестраиваемых фильтрах [1].

В данной работе методами фурье-оптики получены выражения, описывающие работу АОМ как с изотропной, так и с анизотропной дифракцией света. Проанализирована зависимость полосы и эффективности модуляции от параметров акустооптической ячейки. Показано, что при выборе соответствующей геометрии АО взаимодействия модуляторы с анизотропной дифракцией могут иметь значительно большую полосу модуляции. Поэтому для создания быстродействующих АОМ анизотропная дифракция является более предпочтительной, чем изотропная.

2. Дифракция ограниченного светового пучка на амплитудно-модулированной акустической волне. Расчет АОМ по существу сводится к решению задачи о дифракции ограниченного светового пучка на амплитудно-модулированной акустической волне. Для нахождения поля дифрагированного света поступим следующим образом. С помощью фурье-преобразования разложим падающий световой пучок на сумму плоских волн. Каждая из этих волн взаимодействует с акустическим пучком независимо, и, следовательно, справедлив принцип суперпозиции. Воспользовавшись известным решением задачи о дифракции плоской световой волны на монохроматической акустической волне [2] и просуммировав все дифрагированные волны, найдем распределение светового поля на выходе из АО ячейки.

Будем считать для определенности, что падающий пучок является гауссовым с радиусом в перетяжке ω . Его угловой спектр имеет вид:

$$U(\vartheta) = u_0 \sqrt{\pi} \omega \exp \left[-\frac{k^2 \omega^2}{4} (\vartheta - \vartheta_0)^2 \right], \quad (1)$$

где $k = k_0 n$ — волновое число света в среде с показателем преломления n , ϑ_0 — угол падения пучка на акустооптическую ячейку. Если модулирующий сигнал представляет собой гармоническое колебание с частотой f_m , то акустическую волну в ячейке можно записать в виде:

$$A(z, t) = A_0 \{1 + m \cos [K_m(z - vt)]\} \exp [jK(z - vt)] =$$

$$= A_0 \exp[jK(z - vt)] + A_0 \frac{m}{2} \exp[j(K + K_m)(z - vt)] + \\ + A_0 \frac{m}{2} \exp[j(K - K_m)(z - vt)], \quad (2)$$

где m — глубина модуляции, $K_m = 2\pi f_m/v$, $K = 2\pi f/v$, v — скорость звука, A_0 и f — амплитуда и частота несущей; ось z выбрана в направлении распространения звука.

При взаимодействии плоской световой волны с монохроматической акустической волной рождается дифрагированная световая волна, амплитуда которой C_d при малой эффективности дифракции дается соотношением

$$C_d = C_0 \frac{ql}{2} \exp\left(-j \frac{\eta l}{2}\right) \cdot \text{sinc} \frac{\eta l}{2\pi}, \quad (3)$$

где C_0 — амплитуда падающей волны, l — ширина звукового пучка, $\text{sinc}(x) \equiv \sin \pi x / \pi x$. Величина параметра q определяется мощностью акустической волны, а параметр η характеризует рассинхронизм при АО взаимодействии. Для малых углов θ

$$\eta = k_0(n_d - n_i) - K \left(\theta + \frac{1}{2} \frac{K}{k} \right), \quad (4)$$

где n_i и n_d — показатели преломления для падающего и дифрагированного света. Формулы (3)—(4) описывают как анизотропную дифракцию света, когда $n_i \neq n_d$, так и изотропную; в последнем случае надо в (4) положить $n_i = n_d$.

Записав (3)—(4) для каждой из спектральных составляющих светового (1) и акустического (2) пучков и просуммировав все дифрагированные волны, после несложных математических преобразований получим следующее выражение для эффективности модуляции ζ :

$$\zeta = \frac{q^2 l^2}{4} m \sqrt{\frac{\pi}{2}} W \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4} (\Phi - \theta_0 - 2)^2\right] \times \\ \times \text{sinc}\left[\rho - \frac{Q}{2} (\Phi - 1)\right] \sum_{\pm} \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4} (\Phi - \theta_0 - 2 \mp 2F)^2\right] \times \\ \times \text{sinc}\left[\rho - \frac{Q}{2} (1 \pm F) (\Phi - 1 \mp F)\right] d\Phi \equiv \frac{q^2 l^2}{4} m G(Q, W, \theta_0, \rho, F), \quad (5)$$

где

$$\rho = \frac{l}{\lambda_0} (n_d - n_i), \quad Q = \frac{\lambda_0 l}{n_d \Lambda^2};$$

$\lambda_0 = 2\pi/k_0$ и $\Lambda = v/f$ — длины волн света и звука; здесь также введены нормированные величины углов падения

$$\theta_0 = \frac{2\Lambda n_d}{\lambda_0} \theta_0 \text{ и дифракции } \Phi = \frac{2\Lambda n_d}{\lambda_0} \varphi,$$

частоты модуляции $F = f_m/f$, радиуса светового пучка $W = \omega/\Lambda$.

3. Оптимизация параметров АОМ. Соотношение (5) позволяет в деталях проанализировать работу АОМ. Рассмотрим сначала случай, когда световой пучок падает на АО ячейку под углом Брэгга. Тогда

$\theta_0 = \theta_B = 2\rho/Q - 1$, а функция G имеет вид:

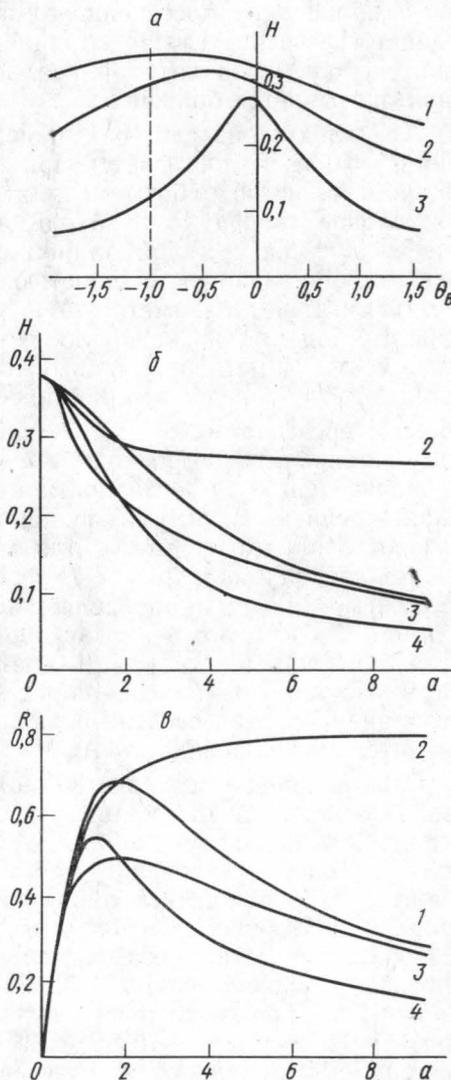
$$G = \sqrt{\frac{\pi}{2}} W \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\pi^2 W^2}{4} X^2\right) \cdot \text{sinc} \frac{Q}{2} X \times \\ \times \sum_{\pm} \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4} (X \mp 2F)^2\right] \cdot \text{sinc}\left\{\frac{Q}{2} [X \pm F(X + \theta_B \mp F)]\right\} dX, \quad (6)$$

где $X \equiv \Phi - \theta_B - 2$. При фиксированных Q , W и θ_B функция $G(F)$ определяет частотную характеристику модулятора. Считая, как обычно, допустимым падение эффективности модуляции на 3 дБ, из графика $G(F)$ можно найти граничное значение $F_{\text{гр}}$ и, следовательно, ширину полосы модуляции $\Delta f: F_{\text{гр}} = \Delta f/f$. Такие расчеты были проведены для различных значений Q , W , θ_B и параметра Мейдена a , равного $\frac{2}{\pi} \frac{Q}{W}$

(этот параметр играет важную роль в теории АО устройств; по физическому смыслу он представляет собой отношение расходимостей светового и ультразвукового пучков [3]).

На рис. 1, а представлены кривые зависимости нормированной полосы модуляции $H = (\Delta f/f)W$ от угла Брэгга θ_B , которые позволяют сравнить потенциальные возможности АОМ с различной геометрией взаимодействия. При этом надо иметь в виду, что значение $\theta_B = -1$ соответствует изотропной дифракции, а все другие значения θ_B можно реализовать лишь при использовании анизотропной дифракции. Из рисунка видно, что кривые $H(\theta_B)$ в области $-1 < \theta_B < 0$ имеют максимум. С увеличением a этот максимум смещается к значению $\theta_B = 0$, становясь при этом все более выраженным. На основе приведенных графиков можно сделать вывод, что анизотропная дифракция света при одинаковых параметрах АО ячеек способна обеспечить большую полосу модуляции, чем изотропная. Причем с ростом a выигрыш по полосе модуляции увеличивается (например, при $a = 5,3$ — в 2,3 раза).

Рис. 1. Характеристики АОМ при $\theta_0 = \theta_B$ и $W = 4$. Зависимость полосы модуляции от угла Брэгга: $a = 1,06$ (1); 1,9 (2); и 5,3 (3) — а. Зависимость полосы модуляции от параметра Мейдена: $\theta_B = -1$ (1), 0 (2), 1 (3), и -2 (4) — б. Зависимость произведения эффективности модуляции на полосу от параметра Мейдена: $\theta_B = -1$ (1), 0 (2), 1 (3) и -2 (4) — в.



Полученные результаты имеют простой физический смысл. Предельная частота модуляции АОМ определяется временем пересечения светового пучка акустической волной τ . Из простых геометрических соображений ясно, что с увеличением угла падения света на ячейку τ растет. Поэтому можно ожидать, что наибольшая полоса модуляции будет при нормальном падении, когда $\theta_B=0$, что и подтверждают кривые рис. 1, а. При изотропной дифракции света вследствие однозначной зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука невозможно выполнение условия $\theta_B=0$. В случае же анизотропной дифракции угол Брэгга определяется не только частотой ультразвука, но также разностью показателей преломления n_i и n_d . Поэтому в зависимости от используемого в модуляторе среза кристалла угол Брэгга для одной и той же акустической частоты может варьироваться в очень широких пределах [4].

При θ_B , близком к нулю, создаются наилучшие условия для работы АОМ. Однако даже в этом случае, как видно из рис. 1, б, с ростом a происходит постепенное уменьшение относительной полосы модуляции. Объясняется это влиянием дифракционной расходимости светового пучка, из-за которой реальная ширина области АО взаимодействия оказывается больше $2w$.

Как следует из рис. 1, б, максимум относительной полосы модуляции $\Delta f/f=0,38/W$ достигается при $a \rightarrow 0$. Но это не означает, что оптимальной областью работы модулятора является область $a \ll 1$, так как это условие говорит о необходимости использования «тонкого» акустического пучка с малой длиной взаимодействия l и, следовательно, большой управляющей мощностью. Учитывая это обстоятельство, обычно оптимизируют параметры АОМ по максимуму произведения эффективности модуляции ζ на полосу Δf [3]. Из выражения (5) видно, что зависимость $\zeta(l)$ имеет сложный характер. Во-первых, l входит в множитель $q^2 l^2/4$, определяющий линейный рост ζ при увеличении l . Во-вторых, через параметр Q l входит в функцию G , которая дает обратную зависимость. Поскольку $a \sim l$, а $q \sim l^{-1/2}$, то оптимизация АОМ по произведению эффективности на полосу $\zeta \cdot \Delta f$ по существу сводится к нахождению максимума функции $R=aGH$. На рис. 1, в приведены графики зависимости $R(a)$ для разных значений θ_B . В случае изотропной дифракции (кривая 1) функция R достигает максимума в точке $a=a_{\text{опт}}=1,85$. Это определяет жесткое условие на согласование расходимостей светового φ_L и звукового φ_S пучков: $\varphi_L=1,85 \varphi_S$. При анизотропной дифракции с $\theta_B=0$ (кривая 2) такой четко выраженный максимум отсутствует, благодаря чему условие согласования расходимостей в значительной степени ослабляется. В этом заключается основная отличительная особенность АОМ с анизотропной дифракцией.

Отмеченное обстоятельство может оказаться весьма полезным при создании быстродействующих модуляторов света. Дело в том, что для расширения полосы модуляции Δf в АОМ надо повышать частоту несущей f . Однако увеличение f должно по условию согласования расходимостей сопровождаться пропорциональным уменьшением l . В модуляторе с изотропной дифракцией необходимая длина взаимодействия на высоких частотах оказывается настолько малой, что ее трудно реализовать экспериментально [3]. Например, для получения полосы $\Delta f=200$ МГц ширина звукового пучка не должна превышать $l=20$ мкм (при $\lambda_0=0,6$ мкм, $v=3 \cdot 10^5$ см/с, $W=1$). В случае же анизотропной дифракции с оптимальной геометрией взаимодействия l может быть увеличено более чем на порядок.

4. Угловые и дисперсионные характеристики АОМ. Когда световая волна падает на АО ячейку под углом Брэгга, интенсивность дифрагированного света максимальна. При отклонении от угла Брэгга эффективность дифракции падает. Вследствие этого и характеристики АОМ также зависят от угла падения света θ_0 . На рис. 2, а представлены кривые угловой зависимости функции R для разных значений параметров Q и θ_B . По оси абсцисс отложена нормированная расстройка от угла Брэгга $\Delta\theta_B = \theta_0 - \theta_B$. Эти кривые позволяют оценить необходимую точность установки угла падения.

При отходе от угла Брэгга R уменьшается, что связано в основном с падением эффективности модуляции; полоса модуляции при этом сужается незначительно. С ростом Q ширина углового диапазона настройки δ уменьшается, что отражает возрастающую селективность АО взаимодействия. Степень угловой селективности зависит также от нормированной ширины светового пучка W (рис. 2, б): чем больше длин волн ультразвука укладывается по поперечному сечению пучка, тем меньше δ .

Поскольку любой источник света имеет конечную ширину линии излучения, то для оценки возможности применения модулятора в конкретных устройствах необходимо знать его дисперсионные характеристики. Дисперсионные свойства АОМ определяются тремя различными факторами. Во-первых, от длины волны света λ_0 зависит параметр q , определяющий эффективность АО взаимодействия. Вследствие этого интенсивность дифрагированного света $I_d \sim \lambda_0^{-2}$. Во-вторых, λ_0 входит в параметр Q и, следовательно, в a . Поэтому при изменении λ_0 рабочая точка перемещается по кривой $R(a)$. Наконец, от λ_0 зависит угол Брэгга. Поскольку угол падения света θ_0 фиксирован, то, очевидно, условию Брэгга можно удовлетворить только на одной длине волны света. Для всех остальных будет существовать некоторая расстройка, вызывающая (в соответствии с рис. 2) ухудшение характеристик модулятора. Учет всех этих факторов приводит к следующему выражению для функции G :

$$G = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{W}{L^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp \left[-\frac{\pi^2 W^2}{4L^2} (\Phi - \theta_B - 2L)^2 \right] \times \\ \times \operatorname{sinc} \left[\frac{Q}{2} \left(\frac{\theta_B + 1}{L} - \Phi + L \right) \right] \times \\ \times \sum_{\pm} \exp \left\{ -\frac{\pi^2 W^2}{4L^2} [\Phi - \theta_B - 2L(1 \pm F)]^2 \right\} \times \\ \times \operatorname{sinc} \left\{ \frac{Q}{2} \left[\frac{\theta_B + 1}{L} - (1 \pm F)(\Phi - L \mp FL) \right] \right\} d\Phi. \quad (7)$$

Здесь через L обозначена нормированная длина волны света: $L = \lambda_0 / \lambda^*_{00}$, λ^*_{00} — длина волны, для которой выбраный угол падения θ_0 является брэгговским; значения параметров θ_B и Q приведены к λ^*_{00} .

На рис. 3 представлено семейство дисперсионных характеристик АОМ. В отличие от угловых характеристик (рис. 2, а), дисперсионные кривые достигают максимума не в точке фазового синхронизма $L=1$, а при меньших значениях L . Это объясняется сильным влиянием зависимости $I_d \sim \lambda_0^{-2}$. Ширина дисперсионных кривых определяется зна-

чениями параметров Q и W . Видно, что в случае изотропной дифракции она заметно больше, чем при анизотропной с $\theta_B=0$. Это связано с тем, что при $\theta_B=-1$ наблюдается наиболее слабая зависимость угла Брэгга от длины волны света.

5. Заключение. Как отмечалось выше, во всех работах по АОМ, как теоретических, так и экспериментальных, исследовалась только изотропная дифракция света. Вопрос же о возможности применения в модуляторах анизотропной дифракции в литературе не рассматривался, хотя он представляет несомненный интерес, так как известны ма-

териалы, имеющие высокое значение коэффициента акустооптического качества именно для анизотропной дифракции. В данной работе получены соотношения, которые позволяют рассчитать все основные характеристики АОМ с любым типом дифракции. Расчеты показали, что ширина полосы модуляции существенно зависит от используемой геометрии АО взаимодействия. Оптимальным вариантом является

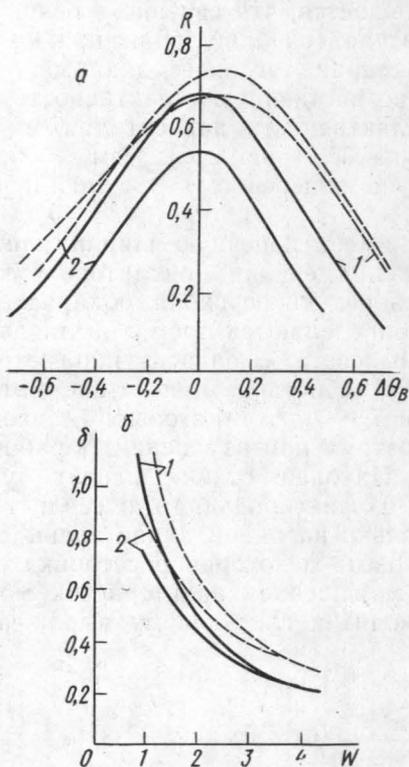


Рис. 2. Угловые характеристики АОМ; $\theta_B=-1$ (сплошные кривые) и 0 (пунктир). Угловая зависимость произведения эффективности модуляции на полосу при $W=1$; $Q=3$ (1) и 6 (2) — а. Зависимость углового диапазона настройки (по уровню 3 дБ) от ширины светового пучка: $a=1,9$ (1); 12 (2) — б

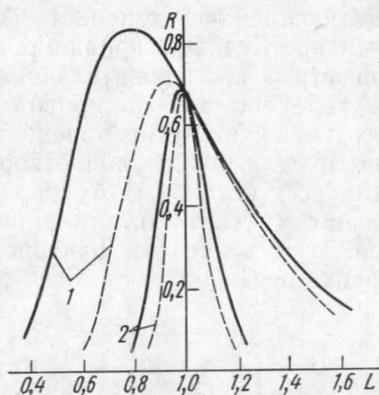


Рис. 3. Дисперсионные характеристики АОМ при $a=1,9$; $Q_B=-1$ (сплошные кривые), и 0 (пунктир): $W=1$ (1) и 4 (2)

применение анизотропной дифракции с углом Брэгга, близким к нулю. При одинаковых параметрах АО ячеек такая геометрия может дать существенный выигрыш по полосе модуляции. Анизотропная дифракция снимает жесткое условие на согласование расходимостей светового и акустического пучков, что позволяет говорить о ее преимуществах при создании широкополосных модуляторов света. Анизотропная дифракция не только дает возможность продвинуться в область более высоких частот, но также позволяет значительно повысить эффективность АО взаимодействия при больших значениях параметра Мейдена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. [2] Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Квантовая электроника, 1975, 2, № 2, с. 318. [3] Maudan D. IEEE J. Quant. Electron., 6, N 1, p. 15. [4] Балакшиев В. И., Волошинов В. Б., Парыгин В. Н. Радиотехника и электроника, 1971, 13, № 11, с. 2226.

Поступила в редакцию
27.03.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1.

УДК 535.212+537.56

ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ШИРИНЫ $1,3P^{(-)}$ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ, СХОДЯЩИХСЯ К $n=3$ ПОРОГУ

А. Ваге (Сенегал), П. Б. Иванов, В. С. Сенашенко
(НИИЯФ)

Введение. Спектроскопические исследования атомных резонансов стали уже систематическими и охватывают большое число автоионизационных состояний (АС) атомов и ионов [1—3]. Особый интерес представляют АС, сходящиеся к порогу $n=3$ водородоподобного иона [2, 3]. Такие состояния распадаются не только на основное, но и возбужденные состояния остаточного иона. Возникает задача теоретического описания взаимодействия резонанса с несколькими непрерывными спектрами. Рассмотрение $(3s3p)^1P^{(-)}$ резонанса в гелии в диагонализационном приближении [4] показало, что энергия возбуждения и полная ширина автоионизационного уровня (АУ), взаимодействующего с несколькими непрерывными спектрами, получается практически с той же точностью, как и в одноканальном случае [5]. В настоящей работе приводятся более полные результаты диагонализационных расчетов энергий возбуждения и ширин $1P^{(-)}$ и $3P^{(-)}$ АС, сходящихся к $n=3$ порогу водородоподобного иона, выполненные для двухэлектронных систем с $Z \leq 6$.

Основные формулы. Представленные ниже количественные результаты получены путем диагонализации гамильтониана двухэлектронной системы

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \frac{1}{r_{12}} = -\frac{1}{2} \nabla_1^2 - \frac{1}{2} \nabla_2^2 - \frac{Z}{r_1} - \frac{Z}{r_2} + \frac{1}{r_{12}} \quad (1)$$

на базе собственных функций $\Phi_\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ оператора \hat{H}_0 . Функции $\Phi_\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ имеют вид симметричных для синглетных и антисимметричных для триплетных состояний линейных комбинаций кулоновских функций в поле заряда Z . Полная волновая функция АС представляется в виде

$$\Psi_\lambda = \sum_{\mu} C_{\mu}^{\lambda} \Phi_{\mu}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

где коэффициенты C_{μ}^{λ} и определяют волновые функции АС.

Ширины резонансов вычислялись по известной формуле

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_{\alpha} \Gamma_{\alpha}^{\lambda} = 2\pi \sum_{\alpha} \left| \langle \Phi_{E_{\alpha}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| \Psi_{\lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \right|^2, \quad (3)$$