

05;06;08

Управление характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра на молибдате кальция

© В.Н. Парыгин, А.В. Вершубский, К.А. Холостов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 26 октября 1998 г.)

Проведены экспериментальные исследования проблемы управления характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра на молибдате кальция с помощью звуковых цугов переменной длительности. Показано, что в коллинеарных акустооптических фильтрах возможна электронная перестройка не только центральной частоты пропускания фильтра, но и ширины полосы пропускания, а также формы кривой пропускания. Частотные характеристики фильтра измерены синхронным и инерционным методами. Приведены экспериментальные зависимости кривых относительного пропускания и экспериментально измеренные боковые крылья полос пропускания акустооптической ячейки.

Введение

В последние годы все большее применение в лазерной технике, спектроскопии, оптоэлектронике и оптической обработке информации приобретают перестраиваемые акустооптические фильтры. Эти устройства имеют узкую (порядка нескольких ангстрем) полосу пропускания, причем пропускаемая фильтром длина волны света λ может перестраиваться электронным способом в пределах целой октавы (от λ_{\min} до $\lambda_{\max} \approx 2\lambda_{\min}$) при соответствующем изменении частоты акустической волны [1–3].

В литературе описаны два типа акустооптических фильтров: коллинеарные и неколлинеарные [4,5]. Обычно коллинеарные фильтры имеют узкую полосу пропускания, т.е. отличаются повышенной селективностью, что очень важно в задачах спектрального анализа оптического излучения и проблемах уплотнения каналов связи. Однако до настоящего времени известно лишь небольшое число кристаллов, в которых наблюдается чисто коллинеарное акустооптическое взаимодействие. Это — кварц, ниобат лития и молибдат кальция. Все эти материалы обладают низким акустооптическим качеством. Поэтому на практике наряду с коллинеарным широко используются и неколлинеарные фильтры, обладающие высокой эффективностью, но уступающие по разрешению.

В последнее время появились работы [6–9], в которых теоретически показано, что в коллинеарных акустооптических фильтрах возможна электронная перестройка не только центральной частоты пропускания фильтра, но и ширины полосы пропускания, а также формы кривой пропускания, если вместо непрерывного акустического сигнала, управляющего фильтром, использовать импульсный сигнал. В этом случае длительность управляющего импульса определяет полосу пропускания фильтра, а форма импульсного сигнала существенно влияет на форму функции пропускания коллинеарного фильтра. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию этой проблемы.

Теория коллинеарного акустооптического взаимодействия

Распространение акустического цуга в анизотропной среде может быть описано с помощью уравнения Кристоффеля для волны упругих смещений $\mathbf{A}(x, y, z, t)$ в этой среде [10]. Коллинеарная дифракция имеет место только в анизотропных средах, которые характеризуются сложной зависимостью поверхности волновых векторов от направления. Такая дифракция с большой длиной взаимодействия происходит только в направлениях распространения звука, где его волновой вектор перпендикулярен касательной поверхности волновых векторов.

Если звуковой пучок распространяется в направлении x без сноса энергии, то одним из решений уравнения Кристоффеля в анизотропной среде является слаборасходящаяся гауссова функция, описывающая амплитуду этого пучка,

$$G_A(x, y, z) = \frac{1}{1 - jDx} \exp \left\{ -\frac{y^2 + z^2}{R^2(1 - jDx)} \right\}, \quad (1)$$

где $D = 2/(KR^2)$ — расходимость цуга в поперечных направлениях y и z ; R — начальные поперечные размеры цуга; член $(1 - jDx)$ описывает изменение фазы и радиуса пучка по мере его распространения в среде.

Акустический цуг, распространяющийся вдоль оси x в среде без сноса энергии, может быть представлен как

$$A_0 \mathbf{A}(x, y, z, t) = \mathbf{a} A_0 G_A(x, y, z) V(x, t) \times \exp \{ j(\Omega t - Kx) \} + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $V(x, t)$ — временная огибающая звукового цуга, т.е. функция, описывающая его форму вдоль направления распространения; \mathbf{a} — единичный вектор поляризации; A_0 — входная амплитуда акустической волны; Ω и K — частота и волновое число цуга соответственно; функция $V(x, t)$ является медленно меняющейся по обеим координатам, таким образом, в данной теории мы пренебрегаем ее производными.

Распространение акустического цуга (2) в среде сопровождается волной упругих деформаций, определяемых тензором \mathbf{S}_{lm} , компоненты которого в свою очередь могут быть выражены как

$$\mathbf{S}_{lm} = \frac{A_0}{2} \left\{ \frac{\partial A_l}{\partial x_m} + \frac{\partial A_m}{\partial x_l} \right\}. \quad (3)$$

Волна упругих деформаций изменяет показатель преломления среды, что связано с упругооптическим эффектом, описываемым тензором \mathbf{p}_{jklm} [10]. Изменение тензора диэлектрической проницаемости под действием поля акустических деформаций имеет вид $\Delta \epsilon_{jk} = -N_j^2 N_k^2 \mathbf{p}_{jklm} \mathbf{S}_{lm}$, где N_j и N_k — главные показатели преломления среды; j, k, l, m — координатные индексы.

Вектор светового поля \mathbf{E} при распространении звука в среде должен удовлетворять волновому уравнению

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \hat{\epsilon} (\alpha \mathbf{E}), \quad (4)$$

где $\alpha(x, y, z, t)$ — скалярное пространственное и временное распределение деформаций; $\hat{\epsilon}$ — диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии звука; $\Delta \hat{\epsilon}$ — изменение $\hat{\epsilon}_0$ при наличии звука, пропорциональное амплитуде звуковой деформации A_0 .

Следует отметить, что при рассмотрении световых пучков конечных размеров $\text{rot rot } \mathbf{E} \neq -\nabla^2 \mathbf{E}$, поскольку $\text{grad div } \mathbf{E} \neq 0$ даже в изотропной среде, не может считаться равным нулю.

Как известно, при коллинеарной дифракции поляризация дифрагированного светового пучка ортогональна поляризации падающего на акустооптическую ячейку света. Поэтому в области взаимодействия света и звука естественно представить световой пучок в виде суммы прошедшего и дифрагированных пучков с ортогональными поляризациями, распространяющимися в том же направлении, что и звуковой цуг (2),

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_t E_t(x, t) G_E(y, z) \exp[j(k_t x - \omega_t t)] + \mathbf{e}_d E_d(x, t) G_E(y, z) \exp[j(k_d x - \omega_d t)], \quad (5)$$

где \mathbf{e}_t и \mathbf{e}_d — единичные векторы поляризации; $E_t(x, t)$ и $E_d(x, t)$ — медленноменяющиеся амплитуды на оси оптических пучков; ω , n и $k = \omega n/c$ — частота, показатель преломления и волновое число световой волны соответственно; $G_E(y, z) = \exp\{-(y^2 + z^2)/r^2\}$. Здесь и далее индекс t относится к прошедшему свету, а индекс d — к дифрагированному. Использование функции $G_E(y, z)$ в таком виде неявно предполагает, что величиной расходимости светового пучка в области акустооптического взаимодействия можно пренебречь.

Подставим вектор \mathbf{E} в форме (5) в волновое уравнение (4) и пренебрежем величинами $\partial^2 E_t / \partial x^2$ и $\partial^2 E_d / \partial x^2$. Используя условие дифракции $\omega_d = \omega_t + \Omega$, приравняем друг другу члены при $\exp\{j\omega_t t\}$ и $\exp\{j\omega_d t\}$ в обеих частях волнового уравнения. Принимая во внимание

ортогональность поляризаций \mathbf{e}_t , \mathbf{e}_d , скалярно умножим полученное выражение на \mathbf{e}_t и \mathbf{e}_d . В результате из (4) получим два скалярных уравнения, связывающих амплитуды E_t и E_d ,

$$\frac{\partial E_t}{\partial x} + \frac{E_t}{2jk_t} \frac{\partial^2 G_E}{\partial z^2} = -jq_2 e^{j\eta x} G_A^*(x, y, z) G_E(y, z) V(x, t) E_d(x, t), \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_d}{\partial x} + \frac{E_d}{2jk_d} \frac{\partial^2 G_E}{\partial y^2} = -jq_1 e^{j\eta x} G_A(x, y, z) G_E(y, z) V(x, t) E_t(x, t). \quad (7)$$

Здесь $\eta = k_t + K - k_d$, $q_1 = k_d (\mathbf{e}_d \Delta \hat{\epsilon} \mathbf{e}_t) / n_d^2$, $q_2 = k_t (\mathbf{e}_t \Delta \hat{\epsilon} \mathbf{e}_d) / n_t^2$. Если $\lambda L \ll \pi r^2$, то вторыми производными в левой части уравнений (6), (7) можно пренебречь.

Приближение слабого акустооптического взаимодействия

Если эффективность акустооптической дифракции невелика, то прошедший световой пучок не слишком отличается от падающего. При этом вместо неизвестной функции $E_t(x)$ в правую часть уравнения (7) можно подставить известное значение $E_t = E_t(0)$. В такой ситуации дифрагированный свет на выходе акустооптической ячейки определяется одним уравнением (7), и если расходимость звукового цуга мала ($D \rightarrow 0$), то задача может быть решена аналитически. После фурье-преобразования обеих частей уравнения (7) в плоскости yz имеем

$$\frac{\partial E_d}{\partial x} \mathbf{F}\{G_E\} = -jq_1 E_t e^{-j\eta x} V(x, t) \mathbf{F}\{G_A G_E\}, \quad (8)$$

где $\mathbf{F}\{G_E\} = \pi r^2 \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r^2/4\}$; $\mathbf{F}\{G_A G_E\} = \pi r^2 (1 + \rho^2)^{-1} \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r^2/4(1 + \rho^2)\}$; $\rho = r/R$; k_y , k_z — поперечные компоненты волнового вектора света.

В случае, когда радиус звукового цуга велик ($R \gg r$), $\mathbf{F}\{G_A G_E\} \approx \mathbf{F}\{G_E\}$, следовательно, мы можем сократить члены в обеих частях уравнения (8). В результате получается обычная формула для плосковолновой теории.

Дальнейшее аналитическое рассмотрение задачи предполагает два различных предельных случая: область акустооптического взаимодействия L значительно превосходит длину звукового цуга l или имеет место обратная ситуация. Последний случай близок к явлению дифракции света на непрерывном звуковом пучке, поэтому мы рассмотрим первый предельный случай ($l \ll L$). Для того чтобы найти амплитуду дифрагированного света на выходе из ячейки $E_d(L, t)$, необходимо проинтегрировать по координате x выражение (8) в пределах длины взаимодействия. Если выбрать гауссову временную огибающую

звукового пуга вида $V(x, t) = \exp\{-(vt - x)^2/l^2\}$, то в результате интегрирования получим

$$E_d(L, t) = -jq_1 l \frac{E_i}{\sqrt{1+\rho^2}} \left(\operatorname{erf} \frac{vt}{l} - \operatorname{erf} \frac{vt-L}{l} \right) \times \exp \left\{ -\frac{k_y^2 + k_z^2}{4} r^2 \frac{\rho^2}{1+\rho^2} - \frac{(\eta l)^2}{4} \right\}, \quad (9)$$

где $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-\zeta^2} d\zeta$.

В случае, когда расходимость звукового пуга значительна, константа ρ становится функцией x : $\rho^2(x) = r^2/R^2(1+D^2x^2)$. При этом возможно лишь численное интегрирование уравнения (8) и формула, аналогичная (9), не может быть получена.

Использование при описании явления дифракции света на звуке пучков конечных размеров дает возможность определить эффективность дифракции не через соотношение плотностей мощности падающего и дифрагированного света, а через соотношение потоков мощности в дифрагированном и падающем пучках света, как это всегда делается экспериментально. Поток мощности в световом пучке может быть рассчитан как с помощью интеграла от квадрата модуля распределения светового поля по поперечному сечению пучка, так и с помощью интеграла от квадрата модуля фурье-спектра поля по угловым координатам k_y, k_z (теорема Парсевяля).

Поток мощности света на входе в акустооптическую ячейку определяется соотношением $P_0 = 0.5E_i^2 \iint G_E^2 dydz$, а на выходе из ячейки рассчитывается по формуле $P = 0.5 \iint E_d(L)E_d^*(L)(\mathbf{F}\{G_E\})^2 dk_y dk_z$, где $E_d(L)$ определяется выражением (9). Отношение P/P_0 характеризует эффективность акустооптической дифракции, оно имеет вид

$$\frac{P}{P_0} = \frac{(ql)^2}{1+2\rho^2} \left(\operatorname{erf} \frac{vt}{l} - \operatorname{erf} \frac{vt-L}{l} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{(\eta l)^2}{2} \right\}. \quad (10)$$

В случае, когда последовательные звуковые пуги следуют непрерывно с интервалом $L/2 < S < L$, внутри кристалла могут находиться два пуга одновременно. В этой ситуации разность фаз между этими пугами в существенной мере влияет на эффективность акустооптического взаимодействия. Если, как и в предыдущем случае, выбрать гауссову временную огибающую для двух пугов одинаковой длины

$$V(x, t) = \exp \left\{ -\frac{(vt-x)^2}{l^2} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(vt-x-S)^2}{l^2} \right\} \exp\{j\varphi(S)\}, \quad (11)$$

где $\varphi(S) = KS + \varphi_0$ — разность фаз между двумя пугами, φ_0 — начальная фаза второго пуга, то выражение, описывающее эффективность дифракции, подобное (10),

будет иметь вид

$$\frac{P}{P_0} = \frac{(ql)^2}{1+2\rho^2} \exp \left\{ -\frac{(\eta l)^2}{2} \right\} \times [H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2 \cos(KS + \varphi_0)], \quad (12)$$

где

$$H_1 = \operatorname{erf} \frac{vt}{l} - \operatorname{erf} \frac{vt-L}{l}, \\ H_2 = \operatorname{erf} \frac{vt-S}{l} - \operatorname{erf} \frac{vt-(L+S)}{l}.$$

Анализ соотношения (12) показывает, что путем изменения разности фаз между пугами можно менять эффективность дифракции от $H_1^2 - H_2^2$ до $H_1^2 + H_2^2$; это определяется максимальным изменением функции $\cos(x)$. Для достижения максимальной эффективности необходимо, чтобы фаза второго пуга φ_0 отличалась от фазы первого на величину KS .

Эксперимент

В экспериментальных исследованиях применялся коллинеарный акустооптический фильтр, выполненный на базе кристалла CaMoO_4 длиной $L = 3.5$ см. Схема акустооптической ячейки приведена на рис. 1. При использовании неполяризованных колебаний на выходе из акустооптической ячейки имеются четыре луча. Однако, вследствие того что угол между обыкновенным и необыкновенным лучами мал, наблюдаются три луча: два дифрагированных и один прошедший, поскольку лучи b и c сливаются. Оптическая ось кристалла была ортогональна направлению света и звука. Показатели преломления кристалла молибдата кальция имеют значения $n_o = 1.9720$, $n_e = 1.9814$. Скорость звука равняется $v = 2926$ м/с, соответственно время прохождения акустического пуга через кристалл было $L/v = 11.9$ мкс.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Управление работой коллинеарного фильтра осуществляется с помощью специально сконструированного генератора 2, контролируемого с помощью компьютера 1. Генератор дает на выходе электрические импульсы заданной формы, частоты и амплитуды. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер 4, генерирующий излучение с длиной

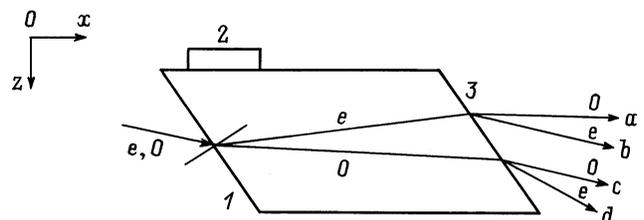


Рис. 1. Схема акустооптической ячейки: 1 — входная грань; 2 — пьезопреобразователь; 3 — выходная грань; a, d — дифрагированные лучи; b, c — прошедшие лучи.

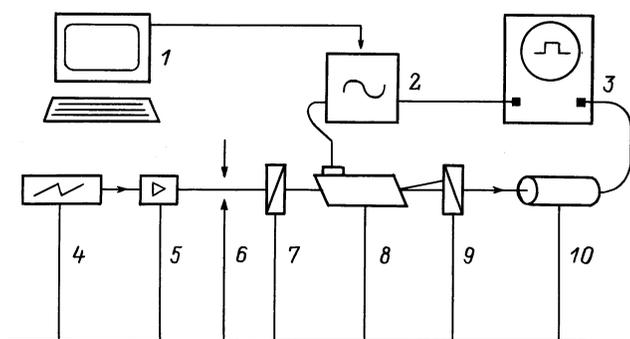


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — компьютер, 2 — генератор, 3 — осциллограф, 4 — лазер, 5 — светофильтры, 6 — диафрагма, 7 — входной поляризатор, 8 — акустооптическая ячейка, 9 — выходной поляризатор, 10 — ФЭУ.

волны $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, диаметр светового пучка равен 3 mm . При проведении некоторых экспериментов на выходе лазера устанавливалась диафрагма 6, которая уменьшает размеры лазерного луча на выходе до 0.35 mm . Свет ослабляется светофильтрами 5, которые необходимы для уменьшения интенсивности лазерного излучения, поскольку при измерениях с помощью феррозлектронного умножителя (ФЭУ) 10 необходимо использовать оптимальную интенсивность света. Лазер генерирует неполяризованные колебания, поэтому на выходе из акустооптической ячейки 8 наблюдаются три луча. Для того чтобы выбрать один из лучей и анализировать его, используются скрещенные входной и выходной поляризаторы 7 и 9.

Условие коллинеарной дифракции света $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_t + \mathbf{K}$ с указанной длиной волны ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$) выполняется при частоте акустических колебаний $\Omega/2\pi = 43.6 \text{ MHz}$. Поскольку входная и выходная грани кристалла не перпендикулярны направлению распространения света в кристалле, то дифрагированный световой пучок на выходе из ячейки распространяется под углом 0.53° к прошедшему пучку. Это позволяет производить измерения дифрагированного света без помех со стороны прошедшего лазерного пучка.

В проводимых экспериментах эффективность дифракции достигала величины 10% , это соответствует условию слабого акустооптического взаимодействия. Измерения полосы пропускания (по уровню 0.4) и уровня первых боковых лепестков функции пропускания проводились для двух случаев: для звуковых цугов прямоугольной и гауссовой формы. На рис. 3 приведена зависимость полосы пропускания от длительности звукового цуга. Полосы пропускания для обеих форм цуга совпадают, если длина гауссова цуга измеряется по уровню 0.4. Теоретические результаты показаны сплошной кривой, а экспериментальные данные — крестиками.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость уровня боковых лепестков, измеренных на экспериментальной установ-

ке, от длительности акустического импульса. Величина боковых лепестков для импульсов прямоугольной формы постоянна (пунктир), а для гауссовых импульсов изменяется от нуля при малой длительности до уровня, соответствующего уровню боковых лепестков прямоугольных импульсов (сплошная и штриховая кривые). Таким образом, управление длительностью гауссового цуга позволяет существенно изменять характеристику пропускания коллинеарного фильтра, что может быть использовано на практике. Как видно из рис. 4, при длительности гауссова цуга порядка L/v уровень боковых лепестков значительно падает без заметного расширения полосы пропускания.

В процессе работы были использованы два различных способа измерения полосы пропускания и уровня боковых лепестков характеристики фильтра: синхронный и инерционный методы.

В первом случае (штриховая кривая) измерялась интенсивность света на выходе фильтра в тот момент времени, когда центр звукового цуга совпадал с центром кристалла. Это означает, что приемник светового излу-

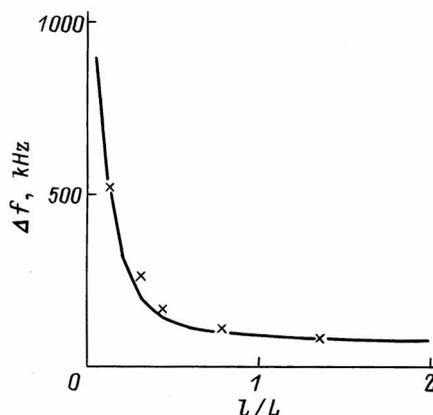


Рис. 3. Зависимость полосы пропускания Δf от относительной длительности звукового цуга l/L .

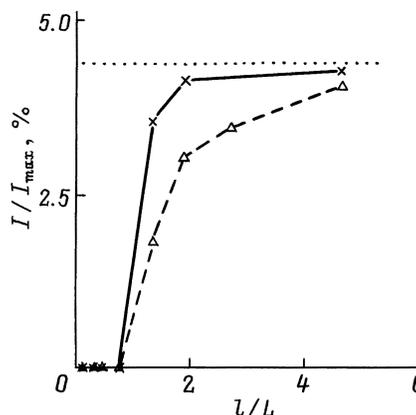


Рис. 4. Зависимость уровня боковых лепестков I/I_{max} от относительной длительности звукового цуга l/L гауссовой формы.

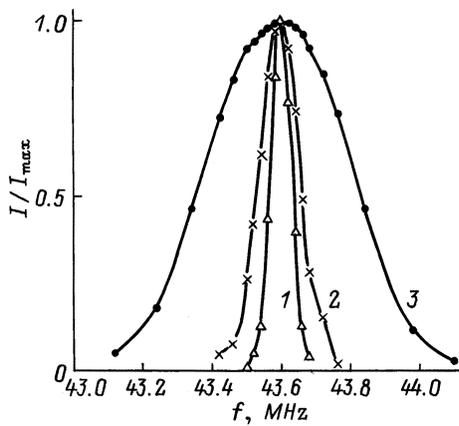


Рис. 5. Экспериментальные зависимости относительного пропускания акустооптической ячейки от частоты акустического сигнала f для различных длительностей управляющего импульса $\tau = l/v$; $\tau = 60$ и 17 (1); 6 (2), 15 μs (3).

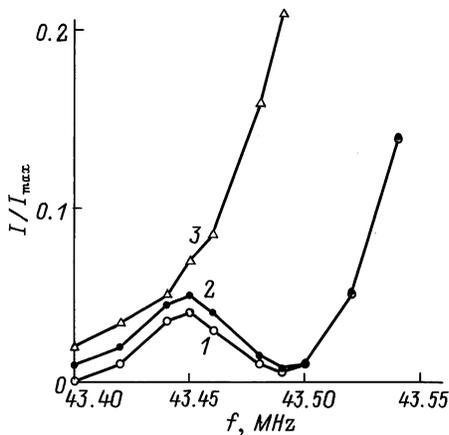


Рис. 6. Экспериментально измеренные боковые крылья функций пропускания для $\tau = l/v$, μs : 1 — 60 , 2 — 17 , 3 — 6 .

чения включался с частотой повторения импульсов управляющего генератора и с соответствующей фазой. При этом полностью исключались измерения в переходный период, когда звуковой пучок входит и выходит из кристалла. В принципе эти переходные процессы несколько уширяют полосу пропускания фильтра, поскольку длина рабочей части цуга в это время меньше его полной длины.

Второй метод измерения (сплошная кривая) состоял в использовании всего светового потока, соответствующего дифрагированному пучку. В этом случае напряжение на активной нагрузке ФЭУ измерялось инерционным фотоприемником. Сравнение результатов рис. 4 показывает, что рост боковых лепестков кривой пропускания при использовании инерционного фотоприемника происходит заметно резче с увеличением длительности цуга, чем в случае измерения синхронным методом.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости относительного пропускания акустооптической ячейки

от частоты акустического сигнала для различных длительностей управляющего импульса. Кривая 1 соответствует длительности импульса, равной $60 \mu\text{s}$, что в 4.5 раза больше, чем L/v . На ту же кривую легли точки, соответствующие импульсу длительности $17 \mu\text{s}$, что на 25% превышает L/v . Кривые 2 и 3 относятся к коротким импульсам управляющего сигнала. Ширина полосы пропускания в этих случаях увеличивается пропорционально $1/\tau$ в соответствии с рис. 3.

На рис. 6 представлены измеренные экспериментально боковые крылья полос пропускания, показанных на предыдущем рисунке. Кривые 1 и 2 соответствуют длительностям 60 и $17 \mu\text{s}$. Если кривая 1 хорошо совпадает с функцией, описываемой выражением $\text{sinc}(\frac{\Omega - \Omega_0}{2\pi})$, то боковые лепестки второй кривой несколько ниже предыдущего случая. Кривая 3 уже не содержит боковых лепестков, а дает быстрый и плавный спад интенсивности. Подобная картина наблюдается во всех случаях, когда $\tau < L/v$. Эти результаты полностью согласуются с теоретическими расчетами кривых пропускания, проведенных авторами ранее [6].

На рис. 7 приведена теоретическая зависимость эффективности дифракции света на звуковом цуге длительности l для случая, когда амплитуда акустической волны такова, что эффективность дифракции света для непрерывного звука близка к максимальной. При малой эффективности эта зависимость является параболической, а затем выходит на насыщение. Крестиками на кривой обозначены полученные экспериментальные значения эффективности дифракции при различных длительностях импульса. Поскольку в эксперименте реализуется случай слабого акустооптического взаимодействия, то точки хорошо ложатся на начальный параболический участок кривой. Из рисунка следует, что для сохранения постоянной эффективности дифракции при уменьшении длины импульса необходимо увеличивать амплитуду звуковых колебаний пропорционально $1/l^2$.

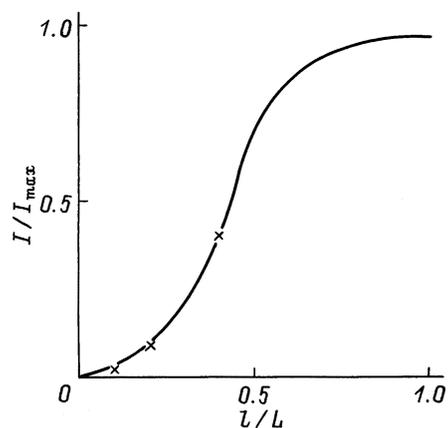


Рис. 7. Теоретическая зависимость относительной эффективности дифракции света I/I_{max} от относительной длительности звукового цуга l/L .

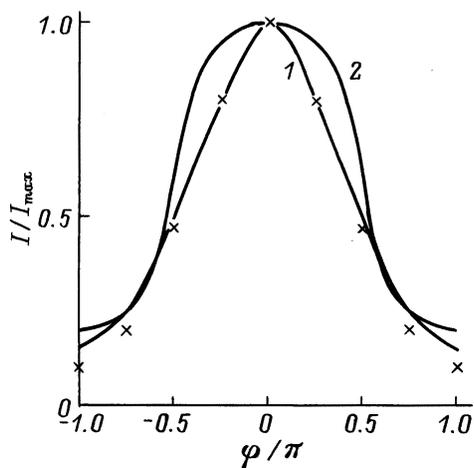


Рис. 8. Теоретическая зависимость относительной эффективности дифракции света I/I_{\max} на двух последовательных звуковых пучках от разности фаз колебаний в этих пучках φ/π .

Рис. 8 иллюстрирует зависимость эффективности дифракции света на двух последовательных пучках от разности фаз колебаний в этих пучках. Расчетная кривая 1 соответствует максимальной эффективности, не превышающей 20%. Она имеет форму, близкую к синусоидальной, как и следует из теории для слабого акустооптического взаимодействия [6]. Однако форма теоретической кривой 2, соответствующей максимальной эффективности в 50%, сильно искажена по сравнению с предыдущим случаем. Она содержит плоскую вершину из-за проявления нелинейных эффектов. Экспериментальные крестики, соответствующие слабому взаимодействию, удовлетворительно ложатся на кривую [1]. Эти точки были измерены следующим образом: при неизменном расстоянии между пучками плавно изменялась несущая частота, которая линейно связана с изменением разности фаз между импульсами.

Заключение

Как показали проведенные исследования, использование звуковых пучков конечной длины позволяет осуществлять в широких пределах электронное управление шириной и формой функции пропускания коллинеарного акустооптического фильтра. Изменение длительности звукового пучка, управляющего работой фильтра, дает возможность плавно увеличивать ширину полосы частот акустооптической ячейки более чем в 10 раз. Использование пучков с плавной огибающей приводит к уменьшению уровня боковых лепестков функции пропускания фильтра. Подбор длительности и формы управляющего импульса позволяет существенно изменять форму кривой пропускания фильтра и приближать ее к требуемому для данной задачи виду.

Список литературы

- [1] Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 117 с.
- [2] Harris A., Nieh S., Fiegelson R. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 1. P. 223–225.
- [3] Jieping Xu, Stroud R. Acousto-optic Devices. New York: Wiley, 1992.
- [4] Корнел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993. 240 с.
- [5] Балакишиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 232 с.
- [6] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // Вестн. МГУ. Физ. Астрон. 1998. Т. 39. № 1. С. 28–32.
- [7] Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Резвов Ю.Г. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. № 6. С. 1005–1011.
- [8] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 615–620.
- [9] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // РиЭ. 1998. Т. 43. № 11.
- [10] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.