

## Влияние оптоэлектронной обратной связи на характеристики акустооптической коллинеарной фильтрации

В.И.Балакший, Ю.И.Кузнецов, С.Н.Манцевич

*Представлены первые результаты теоретического и экспериментального исследований акустооптической системы с обратной связью на основе коллинеарной ячейки из кристалла молибдата кальция. Показано, что положительная оптоэлектронная обратная связь позволяет существенно обострить аппаратную функцию акустооптического коллинеарного фильтра и за счет этого увеличить точность измерения длины волны оптического излучения.*

**Ключевые слова:** акустооптическое взаимодействие, коллинеарная дифракция, модуляция света, обратная связь, акустооптические фильтры.

Акустооптическое (АО) взаимодействие является одним из основных эффектов, используемых для управления параметрами лазерного излучения. К настоящему времени разработаны десятки АО устройств, широко применяемых в лазерной физике, оптоэлектронике и оптической обработке информации [1]. Ряд устройств, таких как модуляторы, дефлекторы и фильтры, выпускается серийно.

Особый интерес представляют АО системы с обратной связью, которая, во-первых, дает возможность улучшить характеристики известных устройств [2], а во-вторых, позволяет создавать принципиально новые устройства для лазерной физики и оптической обработки информации [3–8]. В таких системах обратная связь является по существу гибридной: оптическое излучение в дифракционном максимуме на выходе АО ячейки преобразуется в электрический сигнал с помощью фотоприемника, и этот электрический сигнал управляет амплитудой [3, 7, 8] или частотой [4, 5] акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Введение обратной связи существенно усложняет и качественно меняет поведение АО системы [7, 8]. В настоящей работе положительная оптоэлектронная обратная связь в коллинеарном АО фильтре использована для сужения аппаратной функции фильтра и повышения в результате этого точности измерения длины волны оптического излучения.

Принципиальная схема исследованной системы представлена на рис. 1. Световое излучение от лазера 1 проходит через поляризатор 2 и попадает в коллинеарную АО ячейку 3, изготовленную из кристалла молибдата кальция ( $\text{CaMoO}_4$ ). Продольная акустическая волна возбуждается в ячейке пьезопреобразователем 4 по кристаллографической оси Z, а затем, после отражения от входной грани ячейки, преобразуется в сдвиговую моду, распространяющуюся по оси X коллинеарно с падающим свето-

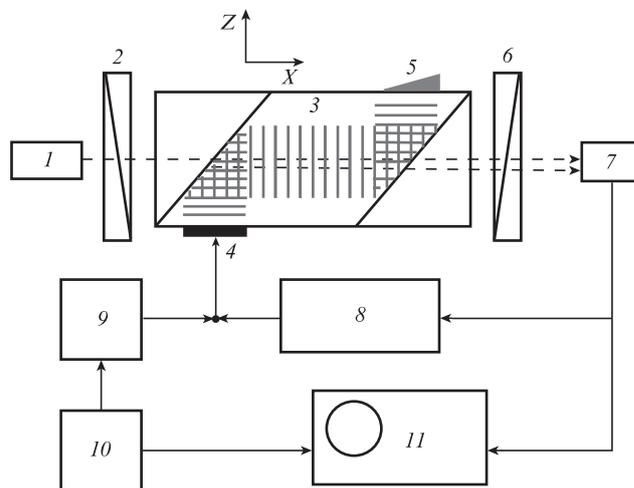


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – источник света; 2 – поляризатор; 3 – АО ячейка из кристалла молибдата кальция; 4 – пьезопреобразователь; 5 – акустический поглотитель; 6 – анализатор; 7 – фотоприемник; 8 – блок обратной связи; 9 – ВЧ генератор гармонических колебаний; 10 – генератор пилообразных колебаний; 11 – осциллограф.

вым пучком. Режим бегущих волн обеспечивается акустическим поглотителем 5. В процессе дифракции света на ультразвуке рождается дифрагированная волна, распространяющаяся в том же направлении, что и падающая.

В традиционном варианте коллинеарного АО фильтра [9, 10] поляризация падающего света устанавливается в соответствии с поляризацией одной из собственных мод кристалла (угол поляризации  $\alpha = 0$  или  $90^\circ$ ). В процессе АО взаимодействия поляризация света меняется на ортогональную (анизотропная дифракция света). Благодаря этому скрещенный анализатор 6 (с углом ориентации  $\beta = 90^\circ$  или  $0$ ) пропускает только дифрагированное излучение. Условие АО фазового синхронизма при коллинеарном взаимодействии записывается в виде  $k_1 = k_0 + K$ , где  $k_0$ ,  $k_1$  и  $K$  – постоянные распространения для падающего и дифрагированного света и ультразвука соответственно [1]. Из этого соотношения вытекает однозначное соответствие между оптической длиной волны  $\lambda_c$  и частотой ультразвука  $f_c$ :

**В.И.Балакший, Ю.И.Кузнецов, С.Н.Манцевич.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: balakshy@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 14 апреля 2015 г., после доработки – 29 декабря 2015 г.

$$\lambda_c = (n_e - n_o) \frac{V}{f_c}. \quad (1)$$

Здесь  $V$  – скорость звука;  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления кристалла для обыкновенной и необыкновенной оптических мод. Таким образом, меняя частоту ультразвука, можно выделять разные спектральные составляющие оптического сигнала. Полоса пропускания АО фильтра определяется следующим соотношением:

$$\delta\lambda = 0.8 \frac{\lambda_c^2}{(n_e - n_o)L}, \quad (2)$$

где  $L$  – длина АО взаимодействия (длина АО ячейки в направлении распространения световых и акустических волн). Например, для  $n_e - n_o = 0.0095$ ,  $V = 2.9 \times 10^3$  см/с и  $L = 4$  см (параметры нашего фильтра) на длине волны  $\lambda_c = 632.8$  нм имеем  $f_c = 43.6$  МГц и  $\delta\lambda = 0.84$  нм.

Интенсивность дифрагированного излучения  $I_d$  может быть записана в следующем виде:

$$I_d = I_i \frac{\Gamma^2}{4} \text{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi}\right), \quad (3)$$

где  $I_i$  – интенсивность падающего света;  $\Gamma$  – параметр Рамана–Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны;  $R = (2\pi L/V)(f - f_c)$  – АО фазовая расстройка [1]. При выполнении условия фазового синхронизма (1) расстройка  $R = 0$  и  $I_d = I_i \sin^2(\Gamma/2)$ . Эффективность дифракции  $I_d/I_i$  достигает 100% при  $\Gamma = \pi$ . Важно подчеркнуть, что в традиционном варианте коллинеарного фильтра интенсивность выходящего излучения остается постоянной, несмотря на то что в процессе дифракции частота света  $\omega$  из-за эффекта Доплера смещается на частоту ультразвука  $\Omega = 2\pi f$ .

Совсем другая ситуация возникает, когда входной поляризатор ориентирован под углом  $\alpha = 45^\circ$ . В этом случае падающая световая волна распадается в АО ячейке на две компоненты – обыкновенную и необыкновенную волны, которые дифрагируют одновременно и с одинаковой эффективностью, поскольку для обеих выполняется условие фазового синхронизма. В результате образуются четыре компоненты, две из которых имеют частоту  $\omega$ , а две другие – частоты  $\omega \pm \Omega$ . Биения этих компонент на выходе анализатора приводят к модуляции интенсивности выходящего излучения с частотой  $\Omega$  [11, 12]:

$$I_d(t) = I_0 + I_1 \cos(\Omega t + \varphi_1). \quad (4)$$

Здесь  $I_0(t) = I_i/2$  – постоянная интенсивность;  $\varphi_1(\Gamma, R)$  – фазовый сдвиг, возникающий в процессе АО взаимодействия;

$$I_1 = I_i \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + R^2} \sin\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2}\right) \times \sqrt{\Gamma^2 \cos^2\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2}\right) + R^2} \quad (5)$$

– амплитуда первой гармоники.

Отметим, что рассматриваемая геометрия фильтра представляет собой единственный случай, когда выходное излучение оказывается промодулированным по интенсивности при дифракции на бегущей монохроматической акустической волне. Именно эта уникальная особен-

ность коллинеарной дифракции позволяет реализовать цепь обратной связи путем подачи снимаемого с фотоприемника электрического сигнала на пьезопреобразователь АО ячейки.

В отличие от традиционного варианта фильтра (3), здесь при  $R = 0$  амплитуда первой гармоники  $I_1 = (I_i/2) \times \sin\Gamma$ . Из (4) следует, что в этом случае выходное излучение оказывается промодулированным на 100%, когда  $\Gamma = \pi/2$ . Поскольку параметр  $\Gamma$  пропорционален корню квадратному из акустической мощности, то управляющая мощность уменьшается по сравнению с традиционным вариантом в четыре раза. Важно также отметить, что оптические потери при этом полностью отсутствуют.

На рис. 2 кривой 1 показана описываемая формулой (3) зависимость  $I_d(R)/I_i$ , рассчитанная при  $\Gamma = \pi$ . Кривой 2 представлена зависимость  $I_1(R)/I_i$  (формула (5)) при  $\Gamma = \pi/2$ . Эти зависимости можно рассматривать как аппаратные функции двух вариантов АО фильтров. Видно существенное различие в их форме. Кривая 2 имеет плоскую вершину, большую полосу пропускания и увеличенные боковые лепестки. Следует отметить, что боковые лепестки в АО фильтрах создают дополнительные, паразитные окна пропускания, которые ухудшают спектральное разрешение устройства и снижают точность измерения длины волны света. Для таких фильтров можно ввести контраст (или резкость) спектральной характеристики как отношение коэффициента пропускания фильтра в максимуме характеристики  $\kappa$  к коэффициенту пропускания в первом боковом лепестке. Тогда для кривой 1 будем иметь  $\kappa = 9.1$ , для кривой 2 –  $\kappa = 3.1$ . В целях улучшения формы функции пропускания и увеличения спектрального контраста предлагалось использовать аподизацию пьезопреобразователя [13] или применять несколько АО ячеек, расположенных последовательно [14, 15]. В последнем случае удается увеличить контраст  $\kappa$  до 65 и сузить полосу пропускания в 1.4 раза.

В нашей работе для сужения функции пропускания использовалась оптоэлектронная обратная связь, реализуемая при  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$ . Дифрагированное излучение регистрировалось фотоприемником 7 (рис. 1), а сигнал приемника на частоте ультразвука  $f$  подавался через цепь обратной связи 8 на пьезопреобразователь 4 вместе с сигналом ВЧ генератора 9. Цепь обратной связи включала в себя усилитель с коэффициентом усиления 30 дБ и усили-

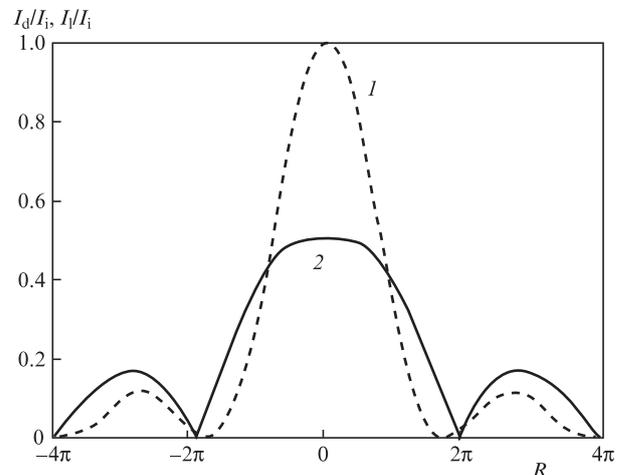


Рис.2. Функции пропускания АО фильтра при разных взаимных ориентациях поляризатора ( $\alpha$ ) и анализатора ( $\beta$ ):  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 90^\circ$  (1);  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$  (2).

тель-фазовращатель, обеспечивавший подстройку фазы под оптимальное значение. Частота ВЧ генератора изменялась при помощи генератора пилообразных колебаний 10, что позволяло измерять частотную характеристику системы. Подстройка фазы проводилась вручную путем изменения емкости конденсатора в фазовращателе. В дальнейшем для этой цели предполагается использовать вариакп, управляемый напряжением генератора 10. Для наблюдения сигнала фотоприемника применялся осциллограф 11 или радиочастотный анализатор спектра.

В соответствии со схемой рис.1 выходное напряжение фотоприемника  $U_p$  и напряжение на пьезопреобразователе  $U_t$  определяются следующими выражениями:

$$U_p = SI_1 \cos(\Omega t + \phi_1), \quad (6)$$

$$U_t = U_g \sin \Omega t + SI_1 K_{\text{ам}} \cos(\Omega t + \phi_1 + \chi) = \Gamma/\gamma,$$

где  $S$  – вольтовая чувствительность фотоприемника;  $K_{\text{ам}}$  – коэффициент усиления усилителя;  $U_g$  – амплитуда напряжения ВЧ генератора;  $\chi$  – фазовый сдвиг фазовращателя;  $\gamma$  – коэффициент преобразования пьезопреобразователя. Система уравнений (4)–(6) позволяет рассчитать стационарные значения выходного напряжения  $U_p$ . Расчеты показали, что оптимальное значение сдвига  $\chi$  при фазовом синхронизме составляет  $-\pi/2$ .

Описанная установка была использована для исследования влияния оптоэлектронной обратной связи на характеристики АО фильтрации. На рис.3 представлены за-

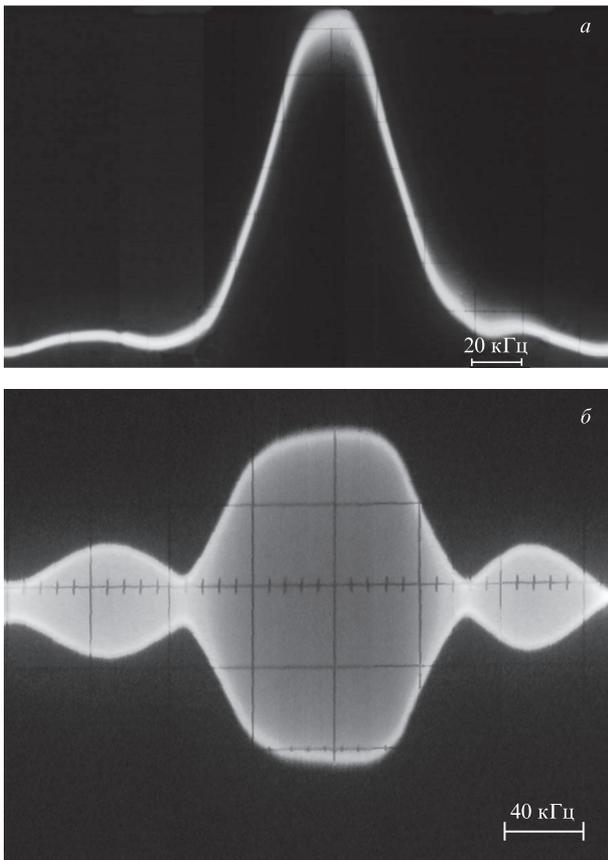


Рис.3. Осциллограммы выходного сигнала фотоприемника при выключенной цепи обратной связи в случаях  $\alpha = 0, \beta = 90^\circ$  (а) и  $\alpha = 45^\circ, \beta = 90^\circ$  (б).

висимости выходного напряжения  $U_p$  от частоты ультразвука (фактически, аппаратные функции фильтра) при отключенной цепи обратной связи. На рис. 3,а показана аппаратная функция в случае классической ориентации поляризаторов:  $\alpha = 0, \beta = 90^\circ$ . Фотоприемник при этом регистрировал только дифрагированное излучение, а модуляция интенсивности прошедшего света отсутствовала. Запуск развертки осциллографа происходил синхронно с изменением частоты ультразвука. Поскольку при АО взаимодействии выполняется условие  $\lambda f = \text{const}$  (1), то соответствующий частотный диапазон можно пересчитать в спектральный диапазон  $\delta\lambda$ :

$$\delta\lambda = -(n_c - n_o) V \frac{\delta f}{f_c^2} = -\lambda_c \frac{\delta f}{f_c}. \quad (7)$$

Экспериментально полученная полоса пропускания  $\delta\lambda$  составила (по уровню 3 дБ) 0.9 нм, что близко к теоретическому значению 0.84 нм. Рис.3,б иллюстрирует случай  $\alpha = 45^\circ, \beta = 90^\circ$ , когда выходной сигнал имеет ВЧ несущую на частоте ультразвука  $f$ . В соответствии с теоретическим анализом здесь функция пропускания имеет большую ширину ( $\delta\lambda = 1.5$  нм), уплощенную вершину и увеличенные боковые лепестки.

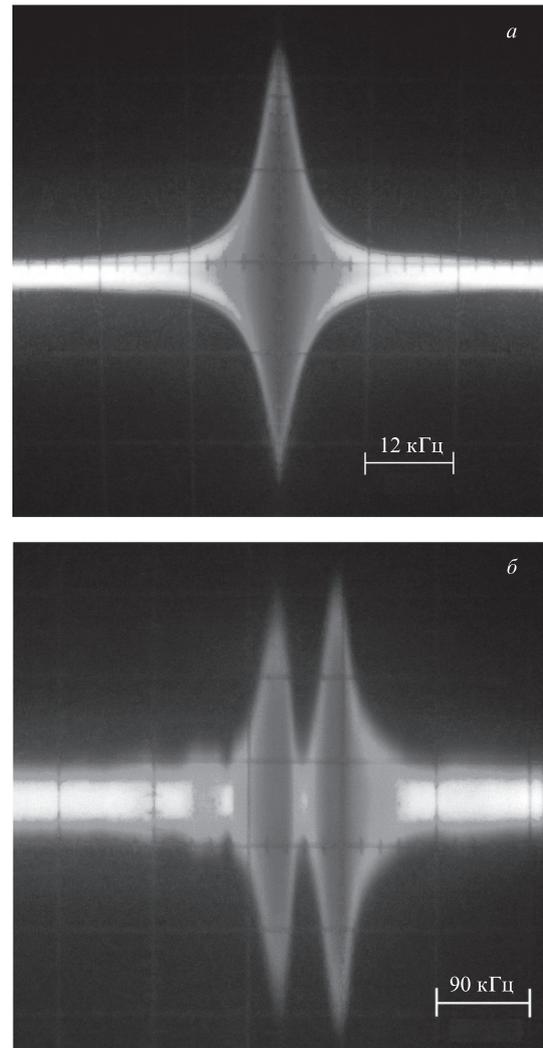


Рис.4. Выходной сигнал фотоприемника при включенной цепи обратной связи в случаях, когда входное излучение содержит одну длину волны (а) и две длины волны (б).

Включение обратной связи в случае  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$  существенно изменяет вид выходного сигнала системы: увеличивается его амплитуда, исчезают боковые лепестки, а главное – заметно сужается полоса пропускания  $\delta f$  (рис.4,а). Обострение спектральной характеристики обусловлено тем, что коэффициент обратной связи пропорционален амплитуде сигнала фотоприемника. Для представленной на рисунке осциллограммы  $\delta f = 4.8$  кГц,  $\kappa = 60$  и  $\delta \lambda = 0.075$  нм. Таким образом, в результате АО фильтрации полоса обратной связи становится уже в 20 раз, что означает такое же увеличение точности измерения длины волны света. Величина эффекта зависит от управляющего напряжения ВЧ генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи. Верхний предел ограничивается самовозбуждением системы. В нашем эксперименте максимальное сужение полосы пропускания  $\delta f$  составило 37 раз.

На рис.4,б показана форма выходного сигнала в случае, когда на входе системы были совмещены два лазерных пучка от инжекционных лазеров с длинами волн 655.2 и 664.7 нм ( $\Delta \lambda = 9.5$  нм). В классическом варианте фильтра ( $\alpha = 0$ ,  $\beta = 90^\circ$ ) провал в центре функции пропускания составлял 15%. Обратная связь существенно обостряет спектральную характеристику, и мы видим, что обе спектральные компоненты полностью разрешаются.

Таким образом, проведенные исследования показали, что использование положительной обратной связи при коллинеарном АО взаимодействии может значительно

сузить аппаратную функцию фильтра, а следовательно, повысить точность измерения длины волны излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00380).

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
2. Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2051**, 672 (1993).
3. Балакший В.И., Казарьян А.В., Молчанов В.Я. *Радиотехника и электроника*, **37**, 1140 (1992).
4. Балакший В.И., Казарьян А.В., Ли А.А. *Квантовая электроника*, **22**, 975 (1995).
5. Balakshy V.I., Kazaryan A.V. *Opt. Eng.*, **38**, 1154 (1999).
6. Балакший В.И., Синев И.М. *Квантовая электроника*, **34**, 277 (2004).
7. Балакший В.И., Бычков А.И., Кузнецов Ю.И., Шабунин С.А. *Радиотехника и электроника*, **50**, 1169 (2005).
8. Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I., Mantsevich S.N., Polikarpova N.V. *Opt. Laser Technol.*, **62**, 89 (2014).
9. Harris S.E., Nieh S.T.K., Feigelson R.S. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 223 (1970).
10. Balakshy V.I., Mantsevich S.N. *Appl. Opt.*, **48**, C135 (2009).
11. Балакший В.И., Манцевич С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **106**, 499 (2009).
12. Balakshy V.I., Mantsevich S.N. *Opt. Laser Technol.*, **44**, 893 (2012).
13. Parygin V.N., Filatova E.Yu. *Pure Appl. Opt.*, **3**, S40 (2001).
14. Мазур М.М., Шорин В.Н., Чижиков С.И., Леонов С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **67**, 736 (1989).
15. Мазур М.М., Шорин В.Н., Абрамов А.Ю., Магомедов З.А., Мазур И.Л. *Оптика и спектроскопия*, **81**, 521 (1996).