

УДК 535.5

В. А. ПИЛИПОВИЧ, В. Б. ЗАЛЕССКИЙ, А. И. КОНОЙКО, В. М. КРАВЧЕНКО, Т. Р. ЛЕОНОВА

**ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ АМПЛИТУДНЫЙ МОДУЛЯТОР НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ***Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси**(Поступила в редакцию 03.04.2014)*

В интенсивно разрабатываемых в настоящее время оптоэлектронных системах обработки и передачи информации широко применяются методы амплитудной модуляции излучения [1–4]. С их помощью выполняется преобразование информации из электрической формы в оптическую.

Для осуществления модуляции света наиболее перспективными считаются методы, основанные на применении электрооптического эффекта, так как для них время релаксации оценивается в  $10^{-12}$  с и менее [5]. Эти методы позволяют осуществлять как амплитудную, поляризационную, фазовую, так и частотную модуляцию. Важное место среди амплитудных электрооптических модуляторов занимают модуляторы неполяризованного излучения. Для модуляции излучения ближней ИК-области спектра наиболее перспективными считаются электрооптические модуляторы с поперечным приложением электрического поля, так как в этом случае величина управляющего напряжения существенно ниже, чем модуляторов с продольным приложением электрического поля для данного диапазона электромагнитного спектра. К недостаткам амплитудных электрооптических модуляторов с поперечным приложением управляющего поля можно отнести их невысокую эффективность из-за температурных флуктуаций. Вследствие флуктуации температуры происходит изменение толщины электрооптических кристаллов, что приводит к изменению наводимой разности фаз между распространяющимися в нем ортогонально поляризованными составляющими электрического вектора световой волны, а следовательно, к смещению рабочей точки модулятора на модуляционной характеристике. Это проиллюстрировано на осциллограмме, приведенной на рис. 1, а.

В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопроса повышения эффективности электрооптических модуляторов неполяризованного излучения на поперечном электрооптическом эффекте за счет минимизации смещения рабочей точки модулятора путем минимизации влияния продольного температурного градиента в кристаллах. Осциллограмма светового сигнала на выходе такого модулятора (рис. 1, б) соответствует случаю отсутствия смещения рабочей точки модулятора. Этого можно достичь, во-первых, за счет формирования его оптической схемы в виде кольца, во-вторых, за счет помещения ее в диэлектрический корпус, обладающий высокой теплопроводностью.

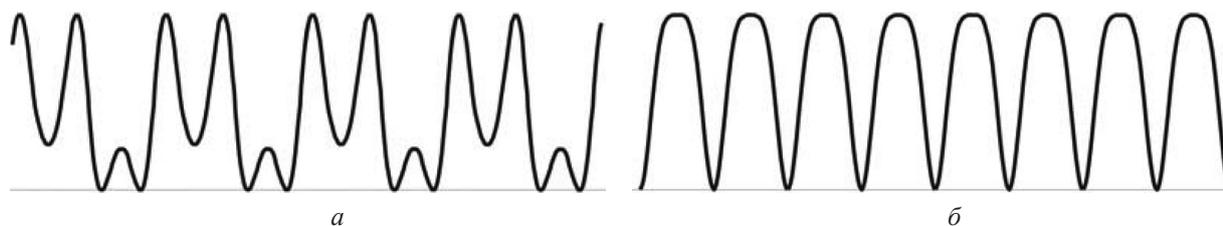


Рис. 1. Осциллограммы оптического отклика электрооптических модуляторов:  
а – в случае наличия смещения рабочей точки; б – в отсутствие смещения

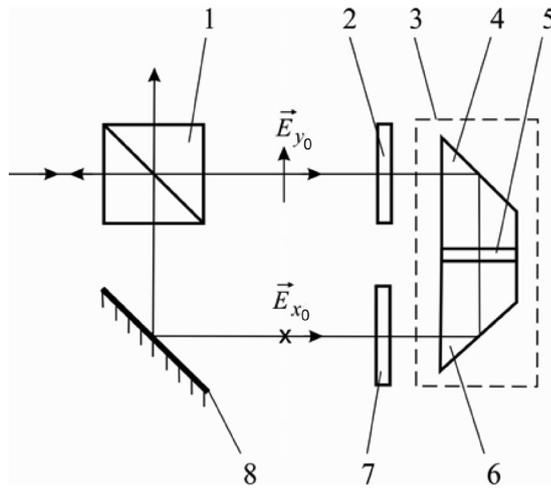


Рис. 2. Функциональная схема амплитудного модулятора неполяризованного излучения с поперечным электрооптическим эффектом

Функциональная схема такого амплитудного модулятора представлена на рис. 2, где 1 – анализатор плоскости поляризации; 2, 7 – первый, второй фазовые элементы  $\lambda/4$ ; 3 – диэлектрический корпус, обладающий высокой теплопроводностью; 4, 6 – первый и второй электрооптические кристаллы; 5 – фазовый элемент  $\lambda/2$ ; 8 – отражатель. Одноименные оси индикатрисы показателей преломления первого и второго фазовых элементов  $\lambda/4$  между собой параллельны и ориентированы под углом  $45^\circ$  к главной плоскости отражателя и анализатора плоскости поляризации светового пучка, а также к осям наведенной анизотропии в первом и втором электрооптических кристаллах, кристаллографические оси которых ориентированы в противоположных направлениях.

Амплитудный модулятор неполяризованного света работает следующим образом. Пусть на вход оптической системы (см. рис. 2) поступает неполяризованный световой пучок. Он разделяется анализатором поляризации на два ортогонально плоско поляризованных световых пучка  $E_{y_0}$  и  $E_{x_0}$ , которые распространяются после анализатора плоскости поляризации навстречу друг другу. Световой пучок, поляризованный в вертикальной плоскости  $E_{y_0}$  (в плоскости рис. 2) падает на первый фазовый элемент  $\lambda/4$ , который обладает осями оптической анизотропии  $x_2, y_2$ , развернутыми на угол  $45^\circ$  относительно главной плоскости анализатора поляризации. В результате двулучепреломления этого светового пучка в первом фазовом элементе  $\lambda/4$  будут распространяться две равные по амплитуде ортогонально поляризованные световые волны:

$$\begin{cases} E_{x_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin[\omega t - (kr + \varphi)], \\ E_{y_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin[\omega t - (kr + \varphi)], \end{cases}$$

где  $E_{y_0}$  – амплитуда электрического вектора световой волны, поляризованной в вертикальной плоскости;  $\omega$  – круговая частота падающей световой волны;  $k$  – волновое число падающей световой волны;  $t$  – время;  $r$  – расстояние, пройденное световой волной;  $\varphi$  – постоянная фазовая задержка. При прохождении этих ортогонально поляризованных световых волн через первый фазовый элемент  $\lambda/4$  между ними наводится разность фаз, равная  $\pi/2$ . Поэтому выражение, описывающее ортогонально поляризованные волны после прохождения первого фазового элемента  $\lambda/4$ , будет иметь вид

$$\begin{cases} E'_{x_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin[\omega t - (kr + \varphi)], \\ E'_{y_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \cos[\omega t - (kr + \varphi)]. \end{cases}$$

Оси индикатрисы показателей преломления первого электрооптического кристалла ( $x_4$  и  $y_4$ ) развернуты относительно осей оптической анизотропии первого фазового элемента  $\lambda/4$  на угол  $45^\circ$ . При двулучепреломлении ортогонально поляризованных волн, прошедших первый фазовый элемент  $\lambda/4$ , в нем на первом электрооптическом кристалле формируются две ортогонально поляризованные волны. Они равны по амплитуде и сдвинуты по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ . Описывающие их выражения имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_{x_4} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) + \frac{\pi}{4} \right], \\ E_{y_4} = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) - \frac{\pi}{4} \right]. \end{cases} \quad (1)$$

При прохождении световой волны через первый электрооптический кристалл между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора  $E_{x_4}$  и  $E_{y_4}$  возникает разность фаз, равная  $\delta_1$ , которая может быть определена из следующего выражения:

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) l + \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) U \frac{l}{d} + (\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}), \quad (2)$$

где  $l$  – длина пути, который был пройден светом в первом электрооптическом кристалле;  $d$  – линейная апертура модулятора;  $n_o$ ,  $n_e$  – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны;  $r_{13}$ ,  $r_{33}$  – электрооптические коэффициенты кристалла.

Первое слагаемое в выражении (2) соответствует разности фаз, возникающей из-за естественной анизотропии первого электрооптического кристалла, второе – из-за наведенной анизотропии, возникающей при приложении электрического поля, третье – из-за разного изменения фаз  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  волн, поляризованных, соответственно, параллельно и перпендикулярно плоскости падения при полном внутреннем отражении. Последнюю разность фаз можно определить из выражения

$$(\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}) \approx 2 \operatorname{arctg} \left( \frac{\cos \varphi \sqrt{\sin^2 \varphi - n_i^2}}{\sin^2 \varphi} \right),$$

где  $\varphi$  – угол падения при полном внутреннем отражении.

Ортогонально поляризованные волны на выходе первого электрооптического кристалла с учетом (1) и (2) будут иметь вид

$$\begin{cases} E'_{x_4} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) + \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} \right) \right], \\ E'_{y_4} = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) - \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} \right) \right]. \end{cases}$$

При прохождении этих ортогонально поляризованных волн через фазовый элемент  $\lambda/2$  их плоскости поляризации поворачиваются на угол  $90^\circ$ . Это является следствием того, что его оси оптической анизотропии развернуты относительно осей анизотропии первого электрооптического кристалла на угол  $45^\circ$ .

В результате двулучепреломления ортогонально поляризованных волн на втором электрооптическом кристалле, вследствие того, что его оси оптической анизотропии  $x_6$  и  $y_6$  развернуты относительно осей фазового элемента  $\lambda/2$  на угол  $45^\circ$ , в нем формируются две ортогонально поляризованные волны. Описывающие их выражения имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_{x_6} = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) - \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} \right) \right], \\ E_{y_6} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y_0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) + \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} \right) \right]. \end{cases} \quad (3)$$

При прохождении световой волны через второй электрооптический кристалл между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора  $E_{x6}$  и  $E_{y6}$  возникает разность фаз, равная  $\delta_2$ , которая может быть определена из выражения

$$\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)l - \frac{\pi}{\lambda}(n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33})U \frac{l}{d} + (\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}). \quad (4)$$

Знак «минус» перед вторым членом обусловлен тем, что во втором электрооптическом кристалле оптическая ось ориентирована в направлении, противоположном направлению оптической оси первого электрооптического кристалла.

Ортогонально поляризованные волны на выходе второго электрооптического элемента  $b$  с учетом (3) и (4) будут иметь вид

$$\left\{ \begin{array}{l} E'_{x6} = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_{y0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) - \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} - \frac{\delta_2}{2} \right) \right] = \\ = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_{y0} \sin \left\{ \omega t - (kr + \varphi) - \left[ \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) U \frac{l}{d} \right] \right\}; \\ E'_{y6} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y0} \sin \left[ \omega t - (kr + \varphi) + \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_1}{2} - \frac{\delta_2}{2} \right) \right] = \\ = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{y0} \sin \left\{ \omega t - (kr + \varphi) + \left[ \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) U \frac{l}{d} \right] \right\}. \end{array} \right.$$

При двулучепреломлении последних на втором фазовом элементе  $\lambda/4$  в нем формируются две ортогонально поляризованные волны. Это является следствием того, что оси оптической анизотропии  $x_7$  и  $y_7$  второго фазового элемента  $\lambda/4$  развернуты относительно осей анизотропии электрооптических кристаллов модулятора на угол  $45^\circ$ . Они описываются гармоническими функциями следующего вида:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{x7} = E_{y0} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \delta \right) \sin [\omega t - (kr + \varphi)], \\ E_{y7} = E_{y0} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \delta \right) \cos [\omega t - (kr + \varphi)], \end{array} \right.$$

где

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) U \frac{l}{d}.$$

При прохождении световой волны через второй фазовый элемент  $\lambda/4$  между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора  $E_{x7}$  и  $E_{y7}$  наводится разность фаз, равная  $\pi/2$ . В результате на выходе второго фазового элемента  $\lambda/4$  происходит синфазное совмещение ортогонально поляризованных волн, которые будут иметь в этом случае вид

$$\left\{ \begin{array}{l} E'_{x7} = E_{y0} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \delta \right) \cos [\omega t - (kr + \varphi)], \\ E'_{y7} = E_{y0} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \delta \right) \cos [\omega t - (kr + \varphi)]. \end{array} \right. \quad (5)$$

Суперпозиция этих ортогонально поляризованных волн и дает результирующую плоско поляризованную световую волну, угол наклона плоскости поляризации которой к осям оптической анизотропии второго фазового элемента  $\lambda/4$  можно получить из отношения амплитуд ортогонально поляризованных волн на выходе:

$$\frac{E_{y7}}{E_{x7}} = \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{4} + \delta \right).$$

Поэтому в случае, если на модулятор управляющее напряжение не подается, световой пучок, отразившись от отражателя, выходит из анализатора поляризации в направлении, перпендикулярном направлению падающего на модулятор светового пучка. В том же направлении пойдет и ортогонально поляризованный световой пучок, прошедший затвор в противоположном направлении.

При подаче на электрооптические кристаллы полуволнового управляющего напряжения, величину которого для модулятора с поперечным электрооптическим эффектом можно определить из выражения

$$U = \frac{\lambda}{(n_i^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) l},$$

на выходе второго фазового элемента плоскость поляризации выходящего светового пучка повернется на  $90^\circ$ . Поэтому световой пучок выйдет из модулятора в направлении, противоположном падающему на затвор световому пучку. В том же направлении пойдет ортогонально поляризованный световой пучок, прошедший модулятор в противоположном направлении. Осциллограмма светового сигнала на выходе такого модулятора изображена на рис. 1, б. Она соответствует случаю отсутствия смещения рабочей точки модулятора.

Таким образом, предложен метод высокоэффективной амплитудной модуляции неполяризованного излучения на базе поперечного электрооптического эффекта. Он позволяет минимизировать влияние температурных изменений в электрооптических элементах за счет компактного их размещения в диэлектрическом корпусе, обладающем высокой теплопроводностью. Описан амплитудный электрооптический модулятор с поперечным приложением управляющего поля кристаллов КТР, выполненный по кольцевой схеме.

Предлагаемый электрооптический модулятор с использованием кристаллов КТР работает как с излучением видимого диапазона, так и с излучением ближнего ИК-диапазона до  $\lambda = 1,535$  мкм включительно. При апертуре 2 мм и длине электрооптических элементов 6 мм величина управляющего напряжения составляет порядка 1000 В. Модулятор может работать в световых пучках с угловой апертурой  $\pm 5'$ , причем отношение сигнал/фон будет составлять порядка 50.

## Литература

1. Пилипович В. А., Ставров А. А., Конойко А. И. // Электроника инфо. 2008. № 4. С. 45–48.
2. Бережной А. А. // Опт. журн. 1999. Т. 66, № 7. С. 3–19.
3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: пер. с англ. М., 1987.
4. Мустель Е. П., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970. С. 21–130.
5. Петров В. М., Макаревская Е. В. // Кристаллография. 1978. Т. 23. С. 639–640.

*V. A. PILIPOVICH., V. B. ZALESSKY, A. I. KONOIKO, V. M. KRAVCHENKO, T. R. LEONOVA*

## HIGH-PERFORMANCE AMPLITUDE MODULATOR OF NON-POLARIZED RADIATION WITH THE TRANSVERSE ELECTROOPTIC EFFECT

### Summary

This article proposes a method for high-amplitude modulation of non-polarized radiation on the basis of the transverse electrooptic effect. The essence of the method is to minimize the effect of temperature changes in the electro-optical elements due to their parallel location in the insulating housing having high thermal conductivity. An amplitude electro-optic modulator with a cross application of control field KTP crystals made according to the ring scheme is described.