

## ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ Z-СРЕЗАХ ОДНООСНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. В. Гусев

Для построения электрооптических устройств необходимо знать, каким образом зависит характер двулучепреломления электрооптических кристаллов от величины приложенного напряжения. В настоящей работе рассматривается двулучепреломление в Z-срезах одноосных электрооптических кристаллов.

Общее решение этой задачи может быть получено по известной методике [1]. Эллипсоид показателей преломления задается уравнением

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (1)$$

Если  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — направляющие косинусы волновой нормали преломленного пучка света, то сечение эллипсоида, заданного уравнением (1), перпендикулярное данному направлению, определится соотношением

$$x\alpha + y\beta + z\gamma = 0. \quad (2)$$

Полуоси эллипса-сечения дают показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$  двух компонент светового пучка, имеющих взаимно перпендикулярную поляризацию. Определяемые значения  $n_1$  и  $n_2$  являются решениями следующей системы уравнений [1]:

$$i \left( 1 - \frac{n^2}{n_i^2} \right) + kn^2 \left( \frac{x\alpha}{n_x^2} + \frac{\beta y}{n_y^2} + \frac{z\gamma}{n_z^2} \right) = 0, \quad (3)$$

где  $i = x, y, z$  и  $k = \alpha, \beta, \gamma$ . Система (3) имеет определенное относительно  $n$  решение, если ее определитель равен нулю, раскрывая который получим

$$An^4 - Bn^2 + 1 = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$A = \frac{\alpha^2}{n_y^2 n_z^2} + \frac{\beta^2}{n_x^2 n_z^2} + \frac{\gamma^2}{n_x^2 n_y^2}, \quad (5)$$

$$B = \frac{1 - \alpha^2}{n_x^2} + \frac{1 - \beta^2}{n_y^2} + \frac{1 - \gamma^2}{n_z^2}. \quad (6)$$

Два корня уравнения (4), соответствующие физическим условиям задачи,

$$n_{1,2} = \sqrt{\frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4A}}{2A}}. \quad (7)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Вертикально поляризованный монохроматический пучок света падает на Z-срез одноосного электрооптического кристалла под некоторым углом к его оптической оси. Электрическое возбуждение кристалла отсутствует. В этом случае  $n_x = n_y = n_o$ ,  $n_z = n_e$ . Если плоскостью падения является плоскость ZX, что не имеет в данном случае принципиального значения, то  $\beta = 0$ ,  $\alpha = \sin \theta$  и  $\gamma = \cos \theta$ , где  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно,  $\theta$  — угол преломления (разделением лучей пренебрегаем). Учитывая все это в выражениях (5), (6) и (7), находим

$$n_1 = n_o; \quad n_2 = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}} \approx n_o - \frac{n_o}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} \sin^2 \theta. \quad (8)$$



Соответствующая разность фаз  $\delta_1$  между двумя ортогонально поляризованными компонентами светового пучка на выходе из кристалла будет

$$\delta_1 = \frac{2\pi d}{\lambda \cos \theta} (n_1 - n_2) = \frac{\pi d}{\lambda \cos \theta} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} n_o \sin^2 \theta. \quad (9)$$

Соотношения (8), (9) хорошо известны [1-3] из кристаллооптически одноосных кристаллов.

2. Пусть вдоль оси  $Z$  приложено электрическое напряжение (продольный эффект Поккельса [1]). В этом случае фазовые соотношения на выходе из кристалла, очевидно, зависят от ориентации плоскости падения. Рассмотрим вначале вертикально поляризованный монохроматический пучок, плоскость падения которого содержит ось  $Z$  и биссектрису к осям  $X$  и  $Y$ . В этом случае  $n_x = n_o - \Delta n$ ,  $n_y = n_o + \Delta n$ ,  $n_z = n_e$ ;  $\alpha = \beta = \sin \theta / \sqrt{2}$  и  $\gamma = \cos \theta$ . Здесь  $\Delta n$  — индуцированное электрическим полем изменение показателей преломления.

Пренебрегая членами второго порядка малости относительно  $\Delta n$  из выражений (5) и (6), получаем

$$A = \frac{\sin^2 \theta}{2n_e^2(n_o + \Delta n)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{2n_e^2(n_o - \Delta n)^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} = \frac{1}{n_o^2} \frac{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}{n_o^2 n_e^2},$$

$$B = \frac{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta}{(n_o - \Delta n)^2} + \frac{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta}{(n_o + \Delta n)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} = \frac{1}{n_o^2} + \frac{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}{n_o^2 n_e^2}.$$

Подстановка этих выражений в равенство (7) показывает, что соотношения (8) и (9) остаются справедливыми.

Рассмотрим теперь вертикально поляризованный монохроматический пучок, плоскостью падения которого является плоскость  $ZX$ . При этом  $n_x = n_o - \Delta n$ ,  $n_y = n_o + \Delta n$ ,  $n_z = n_e$ ;  $\beta = 0$ ,  $\alpha = \sin \theta$ ,  $\gamma = \cos \theta$ .

При этих условиях выражения (5) и (6) можно представить в виде

$$|A = \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(n_o + \Delta n)^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} = \frac{1}{(n_o + \Delta n)^2} \frac{n_o^2 \sin^2 \theta + \left(1 + \frac{2\Delta n}{n_o}\right) n_e^2 \cos^2 \theta}{n_o^2 n_e^2},$$

$$B = \frac{\cos^2 \theta}{(n_o - \Delta n)^2} + \frac{1}{(n_o + \Delta n)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} = \frac{1}{(n_o + \Delta n)^2} + \frac{n_o^2 \sin^2 \theta + \left(1 + \frac{2\Delta n}{n_o}\right) n_e^2 \cos^2 \theta}{n_o^2 n_e^2}$$

и, согласно равенству (7),

$$n_1 = n_o + \Delta n; \quad n_2 = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + \left(1 + \frac{2\Delta n}{n_o}\right) n_e^2 \cos^2 \theta}} \approx$$

$$\approx n_o - \frac{n_o}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} \sin^2 \theta - \Delta n \cos^2 \theta.$$

Соответствующая разность фаз

$$\delta_2' = \frac{2\pi d}{\lambda \cos \theta} (n_1 - n_2) = \frac{\pi d}{\lambda \cos \theta} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} n_o \sin^2 \theta + \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{\cos \theta}. \quad (10)$$

Очевидно, что первый член этой суммы описывает естественное двулучепреломление кристалла, второй — индуцированное. При этом разность фаз, определяемая соотношением (10), для данного угла преломления является максимальной. Для других ориентаций плоскости падения разность фаз  $\delta_2$  будет промежуточной между определяемыми соотношениями (9) и (10).

Указанные соотношения могут быть использованы для расчета работы электрооптических устройств монохроматического поляризованного света.



## Литература

- [1] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1970.  
 [2] В. Н. Billings. J. Opt. Soc. Am., 42, 12, 1952.  
 [3] Г. П. Катыхс. Модуляция и отклонение оптического излучения. «Наука», М., 1967.

Поступило в Редакцию 9 октября 1978.

УДК 539.194

## ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАМЕЩЕНИЯ КРИПТОНА КСЕНОНОМ В $KrCl^*$ И $XeCl^*$

А. К. Шуаибов и В. С. Шевера

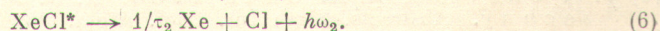
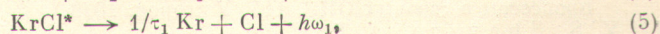
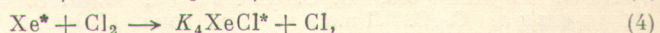
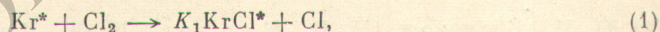
В связи с широким применением монохлоридов инертных газов в качестве активных сред для лазеров [1, 2] возникает вопрос об эффективности их одновременного образования в конкретных газоразрядных системах.

В настоящей работе исследованы условия одновременного образования  $XeCl^*$  и  $KrCl^*$  в смеси  $Xe : Kr : CF_2 : Cl_2$  при возбуждении в поперечном электрическом разряде переменного тока и определена скорость замещения криптона на ксенон в монохлоридных соединениях.

Образование  $XeCl^*$  и  $KrCl^*$  изучалось по спонтанному излучению полос  $\lambda$  308 нм  $XeCl^*$  и 222 нм  $KrCl^*$  в маломощном разряде при давлениях 2—25 кПа и частотах 40—70 кГц. Установка и условия эксперимента описаны нами в работах [3, 4].

Поисковые измерения показали, что при процентном составе смеси 98.9%  $Kr : 0.1\% Xe : 1\% CF_2Cl_2$  в интервале давлений 1—25 кПа наблюдается одновременное образование эксимерных молекул  $KrCl^*$  и  $XeCl^*$ . При этом полоса излучения  $\lambda$  222 нм  $KrCl^*$  является более интенсивной, чем полоса  $\lambda$  308 нм  $XeCl^*$ . С ростом давления всех исследованных смесей интенсивность полос излучения  $XeCl^*$  и  $KrCl^*$  возрастала. При увеличении содержания  $Xe$  до 5% интенсивность  $\lambda$  222 нм  $KrCl^*$  падает на порядок, а выход интенсивности полосы  $\lambda$  308 нм  $XeCl^*$  продолжает возрастать. Наибольшая интенсивность излучения  $XeCl^*$  была получена в двойной смеси  $Xe : CF_2Cl_2$ .

Наиболее вероятными процессами, объясняющими описанное выше изменение интенсивностей излучений  $XeCl^*$  и  $KrCl^*$  с увеличением содержания ксенона в смеси  $Kr : Xe : CF_2Cl_2$ , могут быть



В результате процесса (2) происходит замещение криптона ксеноном в смеси  $Kr : Xe : CF_2Cl_2$ . Тушением  $KrCl^*$  инертными газами при давлениях бинарных смесей  $\leq 27$  кПа, согласно данным работы [6], можно пренебречь. Изучая уменьшение интенсивности излучения  $KrCl^*$  с увеличением содержания ксенона в смеси  $Kr : Xe : CF_2Cl_2$ , может быть определена скорость реакции замещения криптона ксеноном —  $K_2$ .

Запишем кинетическое уравнение для плотности  $KrCl^*$  в смеси  $Kr : Xe : CF_2Cl_2$

$$\frac{d [KrCl^*]}{dt} = K_1 [Kr^*] [Cl_2] - \frac{[KrCl^*]}{\tau_1} - K_2 [KrCl^*] [Xe], \quad (7)$$

где  $K$  — скорости соответствующих реакций,  $\tau_1$  — время жизни  $KrCl^*$ .