

время как условие (13), которое для рассматриваемой структуры сводится к  $d \geq 0,1 a_0$ , не выполняется для кривой 3.

При выполнении условий (11) и (13) координата  $x_r^0$  темной линии приближенно определяется формулой

$$x_r^{(0)} \simeq \frac{1}{2} \Delta_0 - \frac{a_0^2}{2\Delta_0} \ln \left| \frac{1 - R_{12}^{02}}{R_{12}^0} \right|.$$

В заключение отметим, что условия (11) — (13) достаточно ограничительны, так что наблюдение темных линий при отражении пучка от квазиволновода требует специального подбора параметров квазиволновода и падающего пучка.

### Список литературы

1. Tien P. K., Ulrich R., Martin R. J. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. № 9. P. 291.
2. Midwinter J. E. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1970. V. 6. № 10. P. 583.
3. Бельский А. М., Могильный В. В., Мовчан В. Б. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 6. С. 1308.

Поступила в редакцию 13.12.88.

УДК 535.514.2

С. В. ПРОЦКО, А. Д. ТИТОВ,  
Б. Ю. ХАНОХ, А. П. ХАПАЛЮК

### УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛИНЕЙНОЙ И КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЕМ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ( $\pi/2, \pi/2, \pi/4$ )

Световозвращатели (СВ) в форме трехгранных углов ( $\pi/2, \pi/2, \pi/s$ , где  $s$  — целые четные числа) обладают свойством возвратного отражения независимо от направления распространения падающего света [1]. Такие СВ, работающие в режиме полного внутреннего отражения (ПВО), изменяют поляризационные состояния падающего излучения и в общем случае формируют эллиптически поляризованное отраженное излучение. При использовании СВ в качестве отражательных элементов в лазерах, интерферометрах, контрольно-измерительной технике практически важно получить отраженный сигнал, поляризованный линейно или по кругу [2, 3]. Это необходимо, в частности, чтобы достичь максимальной контрастности наблюдаемой интерференционной картины [2]. Условия получения линейной и круговой поляризации света, отражаемого СВ ПВО ( $\pi/2, \pi/2, \pi/2$ ), проанализированы в [3], собственные состояния поляризации исследованы в [4]. В настоящей работе приведены результаты исследований эллипсометрических характеристик для СВ ПВО ( $\pi/2, \pi/2, \pi/4$ ), который имеет ряд преимуществ (бóльшие помехоустойчивость и надежность работы, меньшие габариты и масса и т. д.) по сравнению с обычным прямоугольным СВ ПВО [5—7].

В СВ ( $\pi/2, \pi/2, \pi/4$ ), согласно законам геометрической оптики, реализуется 10 вариантов прохождения исходного падающего пучка света. В соответствии с этим выходная апертура разделяется на 10 секторов, из них выходят пучки с различными поляризационными характеристиками. Эти характеристики математически определяются комплексными матрицами Джонса, которые получаются в результате перемножения матриц поляризующего действия отдельных граней в порядке прохождения их оптическим пучком (рис. 1). Состояние поляризации излучения, падающего на СВ в направлении  $\vec{q}_1$  и отраженного  $-\vec{q}_1$ , описывается в правоповинтовых системах ортогональных векторов  $\vec{q}_1, \vec{s}, \vec{p}$  и  $-\vec{q}_1, -\vec{s}, \vec{p}$  [8].

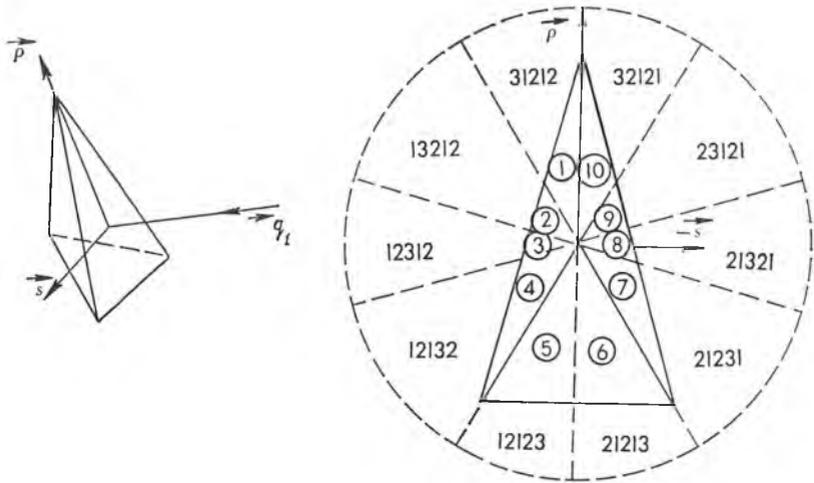


Рис. 1. Система координат и разделение фронтальной грани световозвращателя на 10 зон с различными вариантами прохождения граней

Матрицы Джонса  $C_{jk}^i$  исследуемого СВ имеют громоздкий аналитический вид. Они унитарны и их элементы удовлетворяют соотношениям

$$|c_{11}^i|^2 + |c_{21}^i|^2 = 1, |c_{12}^i|^2 + |c_{22}^i|^2 = 1, c_{11}^i c_{12}^i = -c_{21}^i c_{22}^i, \quad (1)$$

где  $i=1, \dots, 10$  — номер зоны, из которой выходит отраженный пучок (цифра в кружке на рис. 1), что является необходимым условием для выполнения ПВО. В таблице приведены значения элементов матрицы Джонса:

$$C_{jk} = \begin{pmatrix} a + ib & c + id \\ k + il & m + ip \end{pmatrix} \quad (2)$$

$n$	$c_{11}^1$		$c_{12}^1$		$c_{21}^1$		$c_{22}^1$	
	$a$	$b$	$c$	$d$	$k$	$l$	$m$	$p$
1,361453	-0,5438	0,8316	-0,0264	0,1100	0,0264	-0,1100	0,1080	0,9877
1,40	-0,3695	-0,9231	-0,0519	-0,0934	0,0857	0,0638	-0,8660	-0,4885
1,45	0,5937	-0,7953	0,0699	-0,1007	0,0011	0,1225	-0,0427	-0,9916
1,50	0,9575	-0,2534	0,1343	-0,0321	-0,0776	0,1142	0,5760	-0,8057
1,55	0,9602	0,2346	0,1448	0,0459	-0,1315	0,0761	0,8866	-0,4369
1,60	0,7963	0,5822	0,1220	0,1096	-0,1616	0,0280	0,9840	-0,0703
1,65	0,5728	0,8009	0,0826	0,1537	-0,1734	-0,0201	0,9557	0,2369
1,70	0,3421	0,9215	0,0375	0,1798	-0,1723	-0,0638	0,8605	0,4753
1,75	0,1277	0,9731	-0,0074	0,1916	-0,1627	-0,1015	0,7337	0,6519
1,80	0,0616	0,9781	-0,0489	0,1928	-0,1480	-0,1329	0,5961	0,7779
1,85	-0,2242	0,9527	-0,0856	0,1865	-0,1302	-0,1586	0,4590	0,8644
1,90	-0,3613	0,9083	-0,1174	0,1757	-0,1110	-0,1792	0,3286	0,9206
1,95	-0,4759	0,8526	-0,1442	0,1606	-0,0914	-0,1956	0,2077	0,9541
2,00	-0,5709	0,7909	-0,1669	0,1442	-0,0719	-0,2083	0,0974	0,9705

для пучка, выходящего из 1-й зоны выходной апертуры (вариант прохождения граней 31212) в зависимости от показателя преломления  $n$  при распространении падающего пучка в направлении главной оптической оси:

$$\vec{q}_1 = (5 - 2\sqrt{2})^{-1/2} \{1, \sqrt{2} - 1, 1\}. \quad (3)$$

В этом случае падающий пучок образует равные углы с ребрами двугранных углов СВ и при равенстве длин ребер перпендикулярен к фронтальной грани. В каждом из 10 вариантов прохождения падающего пучка по два раза отражается от боковых граней 1 и 2 и один раз от грани 3. В каждом из вариантов прохождения реализуются только два угла падения на боковые грани:  $\varphi_1 = 47,265790^\circ$  и  $\varphi_2 = 73,675050^\circ$ . Причем трижды отражение происходит под углом  $\varphi_1$  и дважды —  $\varphi_2$ . Отражение под углом  $\varphi_1$  определяет в соответствии с формулой  $\cos \varphi_1 \leq \sqrt{n^2 - 1/n}$  минимальный показатель преломления, при котором возможно ПВО:

$$n_{\min} = \sqrt{6 + \sqrt{2}}/2 = 1,361453. \quad (4)$$

Исследования показали, что при любом ином, чем (3), направлении падения исходной волны ПВО возможно только при больших, чем (4), показателях преломления. Поэтому направление (3) является главной оптической осью СВ ( $\pi/2, \pi/2, \pi/4$ ) в режиме ПВО. Отметим, что в прямоугольном СВ ПВО при распространении вдоль оптической оси реализуется только один угол падения на боковые грани  $\varphi = 54,7356^\circ$ , что приводит к  $n_{\min} = \sqrt{3/2} = 1,224745$ .

Вектор Джонса, описывающий поляризационное состояние выходного эллиптически поляризованного пучка, соответствующего данному способу переотражения, имеет вид

$$\begin{bmatrix} E_s e^{i\delta} \\ E_p \end{bmatrix} = C_{jk}^i \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — азимут поляризации входного линейно-поляризованного света;  $E_s$  и  $E_p$  —  $s$ - и  $p$ -ортогональные компоненты напряженности электрического выходного излучения;  $\delta$  — сдвиг фазы между ними:

$$\delta = \arctg \frac{(b + d \operatorname{tg} \alpha)(k + m \operatorname{tg} \alpha) - (a + c \operatorname{tg} \alpha)(l + p \operatorname{tg} \alpha)}{(a + c \operatorname{tg} \alpha)(k + m \operatorname{tg} \alpha) + (b + d \operatorname{tg} \alpha)(l + p \operatorname{tg} \alpha)}. \quad (6)$$

Линейная поляризация отраженной волны получается, если  $\delta = 0$ , что приводит к соотношению

$$(b + d \operatorname{tg} \alpha)(k + m \operatorname{tg} \alpha) = (a + c \operatorname{tg} \alpha)(l + p \operatorname{tg} \alpha). \quad (7)$$

При этом формируется линейно-поляризованная отраженная волна с азимутом поляризации

$$\psi = \arctg \left( \frac{a + c \operatorname{tg} \alpha}{k + m \operatorname{tg} \alpha} \right) = \arctg \left( \frac{b + d \operatorname{tg} \alpha}{l + p \operatorname{tg} \alpha} \right). \quad (8)$$

Зависимости (7), (8)  $\alpha = \alpha(n)$  и  $\psi = \psi(n)$  показаны на рис. 2, а (кривые 1, 2 соответствуют варианту прохождения падающего пучка 31212, кривые 3, 4 — 12312).

Для получения отраженного света с круговой поляризацией необходимо выполнение условий:

$$\begin{aligned} (a + c \operatorname{tg} \alpha)(k + m \operatorname{tg} \alpha) + (b + d \operatorname{tg} \alpha)(l + p \operatorname{tg} \alpha) &= 0, \\ (a + c \operatorname{tg} \alpha)^2 + (b + d \operatorname{tg} \alpha)^2 &= (k + m \operatorname{tg} \alpha)^2 + (l + p \operatorname{tg} \alpha)^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где первое уравнение определяет для заданного показателя такие азимуты поляризации падающего света, при которых разность фаз между ортогональными компонентами электрического вектора отраженной волны  $\delta = \pi/2$  (кривые 1, 3 на рис. 2, б), а второе — при которых ортогональные компоненты электрического вектора отраженной волны равны по абсолютной величине  $|E_s| = |E_p|$  (кривые 2, 4 на рис. 2, б). Система (9) разрешима относительно  $\operatorname{tg} \alpha$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{a \mp l}{c \mp p} = -\frac{k \pm b}{m \pm d}. \quad (10)$$

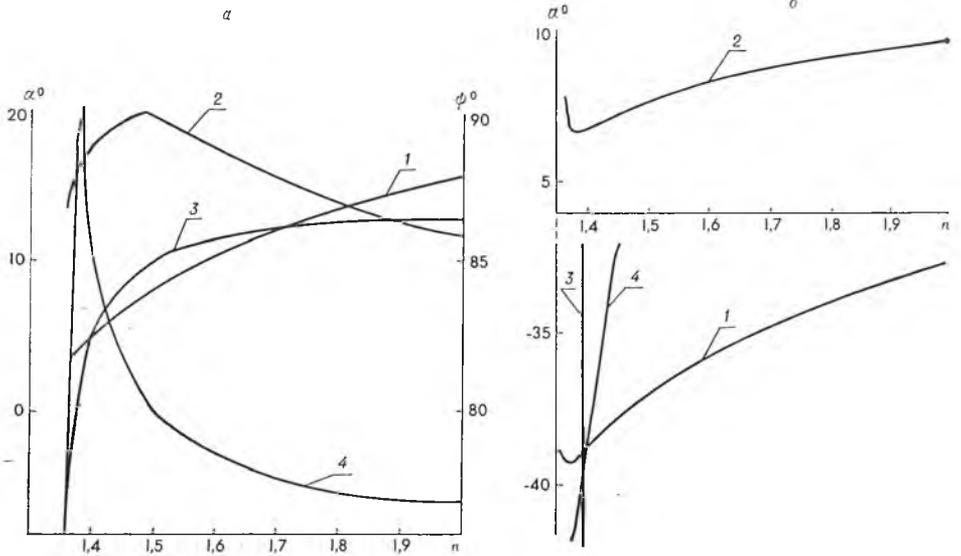


Рис. 2. Зависимости  $\alpha$  и  $\psi$  от  $n$  при преобразовании линейно-поляризованной волны в линейно-поляризованную (а) и  $\alpha$  от  $n$  при преобразовании линейно-поляризованной волны в волну с круговой поляризацией (б)

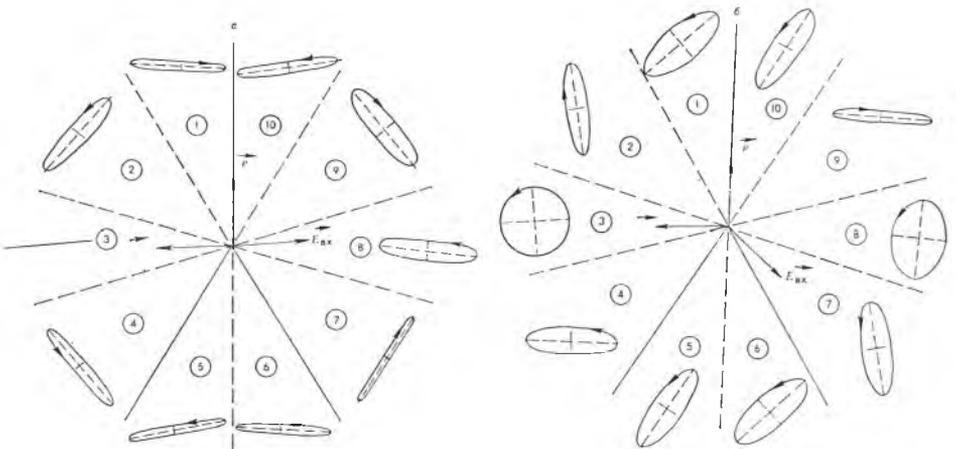


Рис. 3. Взаимная ориентация эллипсов поляризации отраженного излучения при  $n = 1,399465$ : пучок, выходящий из 3-й зоны, линейно поляризован (а) и циркулярно поляризован (б)

Второе равенство в (10) выражает необходимое условие, накладываемое на величину показателя преломления, при котором падающий линейно-поляризованный свет преобразуется в циркулярно-поляризованный. Из рис. 2, б видно, что система (9) не имеет решения для варианта прохождения пучка 31212, а для варианта прохождения 12312 имеет единственное решение при  $n = 1,399465$  и  $\alpha = -39,746792^\circ$ .

В СВ ПВО ( $\pi/2, \pi/2, \pi/2$ ) при падении линейно-поляризованного света в направлении оптической оси все 6 отраженных пучков поляризованы по кругу при показателе преломления  $n = 1,767476$ . Однако при этом для каждой циркулярно-поляризованной отраженной волны требуется линейно-поляризованная падающая волна со своим, отличным от других, азимутом поляризации. Для СВ ПВО ( $\pi/2, \pi/2, \pi/4$ ) не существует такого показателя преломления, когда все 10 отраженных пучков поляризованы по кругу. Возможна циркулярная поляризация только двух отраженных

пучков при  $n=1,399465$  и разных азимутах поляризации падающего линейно-поляризованного пучка (для варианта 21321  $\alpha=39,746792^\circ$ ). На рис. 3 показана взаимная ориентация эллипсов поляризации отраженных пучков всех вариантов прохождения при  $n=1,399465$  для  $\alpha=5,253202^\circ$  (см. рис. 3, а) и  $\alpha=-39,746792^\circ$  (см. рис. 3, б). В первом случае пучок, выходящий из 3-й зоны (вариант прохождения 12312), поляризован линейно, во втором — циркулярно.

### Список литературы

1. Процко С. В., Хапалюк А. П. // Докл. АН БССР. 1982. Т. 26. № 9. С. 797.
2. Голография — методы и аппаратура / Под ред. В. М. Гинзбурга и Б. М. Степанова. М., 1974.
3. Бондаренко И. Д., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I: Физ. Мат. Мех. 1976. № 3. С. 66.
4. Барковский Л. М., Борздов А. Н., Борздов Г. Н., Камач Ю. Э. Овчинников В. М. // ОМП. 1985. № 6. С. 23.
5. Корнейчик В. В., Процко С. В., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П. Угловой отражатель: А. с. СССР № 1332422 // БИ. 1987. № 31.
6. Процко С. В., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П. // Изв. вузов СССР: Приборостроение. 1987. Т. 30. № 1. С. 65.
7. Процко С. В., Титов А. Д., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П. Там же. 1988. Т. 31. № 6. С. 62.
8. Коротаев В. В., Панков Э. Д. // ОМП. 1981. № 1. С. 9.

Поступила в редакцию 31.10.88.

УДК 666.22 : 535.37

*Е. С. ВОРОПАЙ, С. М. ГОРБАЧЕВ,  
О. Н. БИЛАН, Н. Г. ЧЕРЕНДА*

### УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Спектральные характеристики силикатных стекол, наиболее распространенного оптического материала, зависят от примесей и дефектов, присутствующих в исходном материале или возникающих в результате внешних воздействий [1—4]. Основной составной частью силикатных стекол является двуокись кремния, и благодаря определенным успехам в исследовании стеклообразного диоксида кремния (кварцевого стекла) [5] появилась возможность изучения природы и строения центров поглощения и люминесценции силикатных стекол. Знание природы и строения этих центров необходимо для создания как люминесцирующих, так и нелюминесцирующих стеклообразных матриц. Различные виды люминесценции стекол описаны в [4].

Край поглощения простых щелочно-силикатных стекол в ультрафиолетовой области представляет собой суперпозицию края собственного поглощения матрицы и поглощения примесей [1]. Край собственного поглощения основы описывается правилом Урбаха [6]:

$$K(\nu) = K_0 \exp \left[ - \frac{\sigma (h\nu_0 - h\nu)}{kT} \right], \quad (1)$$

где  $K_0$ ,  $\nu_0$  и  $\sigma$  — контакты, характеризующие данную матрицу. Предполагается [2], что длинноволновый край собственного поглощения стекла (170—220 нм) соответствует электронным переходам между уровнями  $L$ -центра ( $\equiv \text{Si}-\text{O}-\text{Me}^+$ , где  $\text{Me}$  — щелочной металл). При возбуждении данного центра наблюдается люминесценция в области 300—400 нм в зависимости от типа катиона. Что же касается более длинноволнового поглощения (220—300 нм), то оно практически не изучалось. В работах [1—3] предполагалось, что это поглощение обусловлено в основном присутствием технологических примесей железа, а именно: трехвалентными ионами  $\text{Fe}^{3+}$ .