

торы распространяющихся волн. Поскольку в призме боковые грани перпендикулярны основаниям, условимся обозначать эти грани границами сечения. Пусть неполяризованная волна с волновым вектором \mathbf{K}_{in} падает нормально из внешней изотропной среды на прозрачную грань АВ кристалла, оптическая ось которого расположена в плоскости падения. На грани AD о-волна и е-волна испытывают ПВО, после которого их волновые векторы оказываются неколлинеарными с углом между ними δ . Потребуем, чтобы р-поляризованная волна (здесь это е-волна) на следующей грани ВС преломлялась под углом Брюстера, а о-волна полностью отражалась от этой грани. Из рассмотрения треугольника FGH на рис.1 следует критерий выполнимости этого требования:

$$|\delta| \geq \delta_{cr} = \arcsin \frac{1}{n_o} - \alpha_{in}^{Br}, \quad (1)$$

где δ_{cr} – критический (минимальный) угол разделения поляризованных волн; α_{in}^{Br} и сопряжённый с ним угол α_{out}^{Br} – внутренний и внешний углы Брюстера, рассчитываемые по формулам, модифицированным для границы одноосный кристалл – изотропная среда [3]; n_o – один из двух главных (n_o и n_e) коэффициентов преломления.

Прежде чем приступить к анализу выражения (1), рассмотрим для общности более простой частный случай коллинеарных о- и е-волн, когда $\delta = 0$. Последнее возможно при угле падения $\alpha = 0$, т.е. когда грань АВ совмещена с гранью AD. неполяризованная волна входит в кристалл нормально через грань AD и далее распространяется в нём без ПВО в виде двух коллинеарных о- и е-волн. В кристаллооптике наиболее часто используются два типа ориентации оптической оси: ось перпендикулярна плоскости падения и ось лежит в этой плоскости. Найдём для обеих ориентаций критерии совместного существования на общей кристаллической грани эффектов ПВО и брюстеровского преломления для коллинеарных волн. Поскольку при первой ориентации р-поляризованной волной является о-волна, искомый критерий очевиден:

$$\arctan \frac{1}{n_o} \geq \arcsin \frac{1}{n_e}, \quad (2a)$$

или

$$(n_e - n_o) \geq (n_e + n_o)^{-1}. \quad (2b)$$

Заметим, что в одноосном кристалле при первой ориентации оптической оси вариант неколлинеарных о- и е-волн, получаемых при ПВО в плоскости, перпендикулярной оси, невозможен.

При второй ориентации оптической оси р-поляризованной волной является е-волна и соответствующий критерий следует непосредственно из (1) при $\delta = 0$:

$$\alpha_{in}^{Br} \geq \arcsin \frac{1}{n_o}, \quad (3a)$$

или

$$(n_o - n^*) \geq (n_o + n^*)^{-1}. \quad (3b)$$

Здесь n^* – число, формально определённое выражением $n^* = 1 / \tan \alpha_{in}^{Br}$.

В отличие от изотропных, в оптически анизотропных средах это число не является коэффициентом преломления е-волны в направлении угла падения α_{in}^{Br} . Очевидно, что для выполнения критериев (2a)–(3b) следует выбирать кристаллы с большими двулучепреломлением $\Delta n = |n_o - n_e|$ и коэффициентами преломления n_o, n_e .

Критерий (2a), (2b) может выполняться только в положительных кристаллах, где $n_e > n_o$. Реально же из используемых в поляризационной оптике кристаллических материалов этому критерию удовлетворяет только кристалл рутила (TiO_2), применение которого в больших оптически качественных объёмах пока серьёзно ограничено его высокой стоимостью.

Критерий (3a), (3b) может выполняться в отрицательных кристаллах, где $n_o > n_e$. Однако, вычислив по формулам работы [3] значения n^* для основных используемых в поляризационной оптике отрицательных кристаллов, таких как CaCO_3 , $\alpha\text{-BaV}_2\text{O}_4$ ($\alpha\text{-BVO}$), LiIO_3 * и LiNbO_3 , можно убедиться в том, что при любых углах φ (рис.1) критерий (3a), (3b) в них не выполняется, причём с большим «запасом». Это означает, что из этих кристаллов принципиально нельзя изготовить призму с гранью, на которой коллинеарные поляризованные пучки разделились бы при ПВО и точном брюстеровском преломлении.

Ситуация кардинально меняется при неколлинеарном падении волн на границу раздела сред. В этом случае во многих положительных и отрицательных кристаллах, характеризуемых даже небольшими значениями Δn , появляется возможность выполнить условие (1). Обратимся опять к рис.1. Исследуем зависимость угла δ между волновыми векторами о- и е-волн от угла ориентации ν оптической оси относительно нормали EGR и угла падения α входной волны на грань AD. Условимся считать $\delta < 0$, если угол отражения е-волны от этой грани меньше угла отражения о-волны от той же грани. При отсчёте угла ν от нормали EGR уравнение Снеллиуса для отражения е-волны от грани AGD имеет вид

$$n_o n_e \sin \alpha [n_o^2 \sin^2(\nu - \alpha) + n_e^2 \cos^2(\nu - \alpha)]^{-1/2} \quad (4)$$

$$= n_o n_e \sin(\alpha + \delta) [n_o^2 \sin^2(\nu + \alpha + \delta) + n_e^2 \cos^2(\nu + \alpha + \delta)]^{-1/2}.$$

Аналитическое решение этого уравнения таково:

$$\delta = \alpha_e - \alpha, \quad (5)$$

где

$$\alpha_e = \arctan \{0.5b^{-1} [(c^2 + 4bd)^{1/2} - c]\};$$

$$b = 1 - a \left[\sin^2 \nu + \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \cos^2 \nu \right];$$

$$c = a \left[1 - \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \right] \sin 2\nu;$$

$$d = a \left[\cos^2 \nu + \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \sin^2 \nu \right];$$

$$a = \sin^2 \alpha \left[\left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \sin^2(\nu - \alpha) + \cos^2(\nu - \alpha) \right]^{-1}.$$

* Оптически активный кристалл; в расчетах призм из этого материала поляризационная эллиптичность от оптической активности не учитывалась.

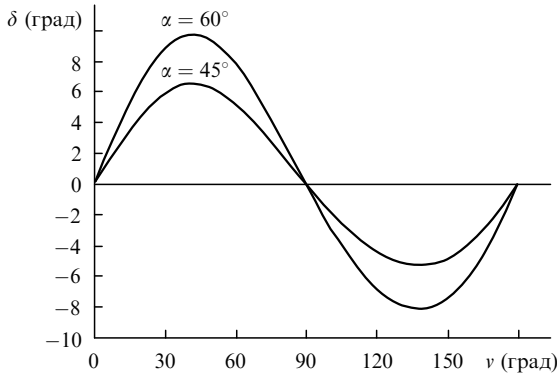


Рис.2. Угол разделения $\delta = F(\alpha, \nu)|_{\alpha=\text{const}}$ поляризованных волн в кристалле кальцита в зависимости от угла ориентации ν оптической оси и угла падения α .

Исследуем решение (5) на примере кристалла CaCO_3 ($n_o = 1.6425, n_e = 1.4797$) для излучения с $\lambda = 1.064$ мкм. На рис.2 показаны функции $\delta = F(\alpha, \nu)|_{\alpha=\text{const}}$ для углов $\alpha = 45^\circ$ и 60° . Обе функции имеют разновеликие экстремумы противоположных знаков при характерных только для этого кристалла углах ориентации оптической оси $\nu_{\text{max}} = 42^\circ$ и $\nu_{\text{min}} = 138^\circ$. Согласно рис.1 условие (1) может быть выполнено только на отрицательных ветвях этих функций (у положительных кристаллов минимум функции $F(\nu)$ находится в области $0 < \nu < 90^\circ$). Пересчитаем функции $\delta = F(\alpha, \nu)|_{\alpha=\text{const}}$ в функции $\delta = F(\alpha, \nu)|_{\nu=\text{const}}$ для углов $\nu = \nu_{\text{max}}$ и $\nu = \nu_{\text{min}}$. Модули этих новых функций показаны на рис.3. Отметим почти линейный рост угла δ с увеличением угла падения α . Теперь найдём критический угол δ_{cr} , меньше которого абсолютное значение $|\delta|$ не должно быть. Для этого вычислим угол φ между оптической осью и нормалью EF, которую установим так, чтобы e-волна преломлялась на грани ВФНС под углом Брюстера. Уравнение Снеллиуса для такого преломления имеет вид

$$\sin \alpha_{\text{out}}^{\text{Br}} = n_o n_e [n_o^2 \sin^2(\nu + \alpha + \delta) + n_e^2 \cos^2(\nu + \alpha + \delta)]^{-1/2} \sin(\alpha + \delta + \nu - \varphi), \quad (6)$$

где $\alpha_{\text{out}}^{\text{Br}}$ – известная функция этого же угла φ [3]. Это уравнение имеет точное решение, дающее два значения φ для двух возможных положений грани ВФНС относительно оптической оси. Первое соответствует распространению e-волны в воздухе в общем направлении падающей волны, второе – во встречном (противоположном) направлении. Нас интересует первое значение φ , которое

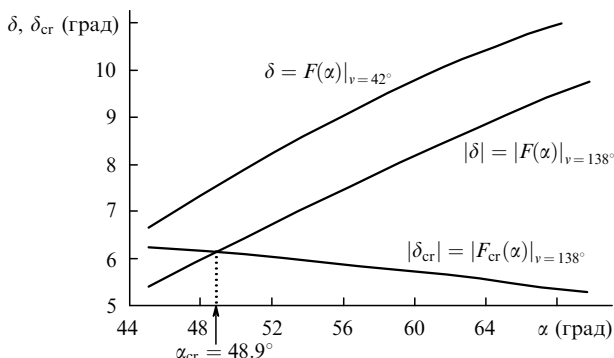


Рис.3. К определению критических углов падения α_{cr} и разделения δ_{cr} о- и e-волн в кристалле кальцита.

для положительных кристаллов рассчитывается по формуле

$$\varphi = -\arctan \{0.5q^{-1}[(t^2 - 4qr)^{1/2} + t]\}, \quad (7)$$

а для отрицательных – по формуле

$$\varphi = \pi - \arctan \{0.5q^{-1}[(t^2 - 4qr)^{1/2} + t]\}, \quad (8)$$

где

$$q = n_o^2(1 - n_e^2) - (1 - n_o^2 n_e^2)n_{\text{oe}}^2 \cos^2(\nu + \alpha_e);$$

$$r = n_e^2(1 - n_o^2) - (1 - n_o^2 n_e^2)n_{\text{oe}}^2 \sin^2(\nu + \alpha_e);$$

$$t = (1 - n_o^2 n_e^2)n_{\text{oe}}^2 \sin(2\nu + 2\alpha_e);$$

$$n_{\text{oe}} = n_o n_e [n_o^2 \sin^2(\nu + \alpha_e) + n_e^2 \cos^2(\nu + \alpha_e)]^{-1/2}.$$

Теперь, зная углы $\varphi, \alpha_{\text{out}}^{\text{Br}}$ и $\alpha_{\text{in}}^{\text{Br}}$, можно рассчитать по формуле (1) функцию $\delta_{\text{cr}} = F_{\text{cr}}(\alpha)|_{\nu=138^\circ}$. График абсолютного значения этой функции представлен на рис.3. Пересечение кривых $|\delta_{\text{cr}}| = |F_{\text{cr}}(\alpha)|_{\nu=138^\circ}$ и $|\delta| = |F(\alpha)|_{\nu=138^\circ}$ определяет искомые критические углы $\delta_{\text{cr}} = 6.1^\circ$ и $\alpha_{\text{cr}} = 48.9^\circ$. Таким образом, если призма выполнена из кальцита с углом ориентации оптической оси $\nu = 138^\circ$, то угол α между входной гранью и гранью первого ПВО должен превышать 48.9° . Чем больше угол α , тем шире у предполагаемой призмы угловое поле зрения, зависящее от углового «запаса» $\Delta\delta = \delta - \delta_{\text{cr}}$. Однако поскольку при увеличении этого угла растут и размеры призмы, то при выборе угла α приходится идти на компромисс.

В следующем разделе приводятся результаты расчётов характерных вариантов призм из шести основных используемых в поляризационной оптике кристаллов (формулы расчёта коэффициентов преломления этих кристаллов см. ниже в табл.10). Выбор конкретных углов δ и α осуществляется с учётом предварительно вычисленных значений δ_{cr} и α_{cr} , приведенных в табл.1.

Табл.1.

Кристалл	$\nu = \nu_{\text{min}}$ (град)	α_{cr} (град)	δ_{cr} (град)
CaCO_3	138	48.9	6.1
$\alpha\text{-ВВО}$	137.5	53.1	5.8
LiIO_3	137	45.8	4.3
LiNbO_3	136	53	2.5
YVO_4	48	48.7	5.9
TiO_2	48	36.6	3.7

3. Монопризменные поляризационные делители

Выбор формы поляризационной призмы-делителя следует из картины распространения о- и e-волн (рис.1). Первая грань АВ нормальна к падающему входному пучку. Вторая грань АД задана выбранным углом α . Третья грань ВС определена вычисленным углом φ . Четвёртая грань DC нормальна к выходящей о-волне (предполагается, что все нормальные к световым пучкам грани поляризованы и интерференционно просветлены). В результате делитель имеет форму прямой призмы с основа-

ниями в виде косоугольников ABCD со следующими угловыми характеристиками:

$$\begin{aligned} \gamma &= \alpha + \delta - \alpha_{in}^{Br}, \quad \beta = \pi - \alpha - \gamma, \quad \psi = \alpha - \gamma, \\ \mu &= \pi - \alpha_{out}^{Br} - \psi, \quad \theta = \pi - \alpha + 2\gamma, \quad \varepsilon = 2\gamma. \end{aligned} \quad (9)$$

Поле зрения призмы $\pm \Delta\alpha_{in}$ (рис.1) ограничено либо нарушением ПВО о-волны на грани ВС, либо допустимым отражением е-волны при отклонениях её угла падения от точного угла Брюстера, либо тем и другим. В настоящей работе в качестве допустимого принят коэффициент отражения $R_e^{max} = 1\%$, вычисляемый по модифицированной для одноосных кристаллов формуле Френеля [3] или по методике работы [4].

Для определения поля зрения и размеров призмы необходим расчёт путей крайних в сечении входного пучка лучей. Минимальные размеры призмы определяются условием отсутствия виньетирования световых пучков на гранях во всём поле зрения. Для о-волн и о-лучей геометрический расчёт элементарен по причине их коллинеарности. Для е-волн и е-лучей после каждого акта преломления (или отражения) следует дополнительно рассчитывать углы сноса энергии [3].

Если развернуть тупой угол θ до 180° , то четырёхгранная призма (т.е. призма с четырьмя рабочими боковыми гранями, обозначим её цифрой IV) превращается в более простую трёхгранную призму (обозначим её цифрой III), в которой нормальный выход о-волны через грань AM возможен только при дополнительном условии

$$\alpha = 2\gamma. \quad (10)$$

Эти два вида призм с удалёнными, незаполненными светом участками показаны на рис.4. Угловые и мини-

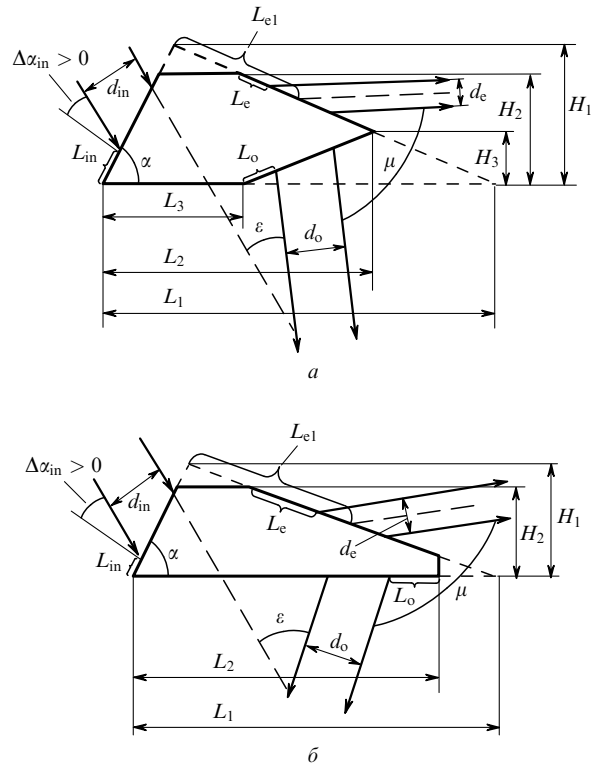


Рис.4. Угловые и линейные характеристики IV- (а) и III-призм (б).

мизированные линейные параметры призм приведены в табл.2, 3 (обозначения соответствуют рис.1) и табл.4–7 (обозначения соответствуют рис.4). Расчёты выполнялись для светового пучка с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм и диаметром $d_{in} = 5$ мм. Для сопоставления размеров и углов в табл.4–7 приведены индивидуальные для каждой призмы углы α . Параметры призм, близкие к оптималь-

Табл.2.

Отрицательный кристалл	Тип призмы	α (град)	β (град)	γ (град)	ν (град)	ψ (град)	θ (град)	α_{out}^{Br} (град)	μ^* (град)	ε^* (град)	$\Delta\alpha_{in}$ (град)
CaCO ₃	III	76.94	64.59	38.47	112	38.47	180	58.85	82.68	76.94	+1.5**, -4.0***
	IV	60	99.96	20.04	138	39.96	160.08	59.55	80.49	40.08	+4.0**, -4.2***
α -BBO	III	76.90	64.65	38.45	117.60	38.45	180	59.45	82.11	76.90	+2.2**, -3.8**
	IV	64.6	90	25.39	137.50	39.21	166.18	59.87	80.94	50.78	+3.5**, -4.0***
LiIO ₃	III	68.04	77.95	34.02	117	34.02	180	61.66	84.31	68.04	+2.6**, -3.0***
	IV	62.63	90	27.36	137	35.26	172.11	62.28	82.46	54.73	+4.9**, -3.0***
LiNbO ₃	III	53.27	100.1	26.63	136	26.63	180	65.96	87.41	53.27	+0.04**, -2.0***
	IV	65.38	76.70	37.92	136	27.46	190.46	66.05	86.49	75.84	+1.8**, -2.0***
	IV \rightarrow III	65.38	76.70	37.92	136	37.92	180	66.05	99.94	89.29	+1.8**, -2.0***

* Для нормального падения входной волны. ** Ограничение из-за нарушения ПВО о-волны на грани АВ. *** Ограничение по уровню отражения е-волны $R = 1\%$ на грани АВ.

Табл.3.

Положительный кристалл	Тип призмы	α (град)	β (град)	γ (град)	ν (град)	ψ (град)	θ (град)	α_{out}^{Br} (град)	μ^* (град)	ε^* (град)	$\Delta\alpha_{in}$ (град)
YVO ₄	III	64	84	32	30.4	32	180	65.06	82.93	64	+2.4**, -2.2***
	IV	61.6	90.02	28.38	48	33.22	175.17	65.67	81.11	56.77	+3.6***, -2.2***
TiO ₂	III	53.81	99.28	26.91	48	26.91	180	70.1	83.02	53.81	+2.2***, -1.4***
	IV	45	115.26	19.74	48	25.26	174.47	69.89	84.85	39.47	+2.2***, -1.4***

* Для нормального падения входной волны. ** Ограничение из-за нарушения ПВО о-волны на грани АВ. *** Ограничение по уровню отражения е-волны $R = 1\%$ на грани АВ.

Табл.4.

Кристалл	Тип призмы	α (град)	L_1 (мм)	L_2 (мм)	L_3 (мм)	H_1 (мм)	H_2 (мм)	H_3 (мм)	d_e/d_{in} ($+\Delta\alpha_{in}$)	d_e/d_{in} ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	d_e/d_{in} ($-\Delta\alpha_{in}$)
CaCO ₃	III	76.94	27.16	27.16	–	18.22	6.97	–	0.67	0.63	0.52
	IV	60	24.83	17.87	10.87	7.48	6.22	2.54	0.76	0.68	0.55
α -BBO	III	76.9	26.70	26.70	–	17.89	6.75	–	0.68	0.63	0.52
	IV	64.6	24.27	20.36	12.82	9.40	6.62	1.85	0.73	0.66	0.53
LiIO ₃	III	68.04	14.39	14.39	–	7.64	4.64	–	0.63	0.57	0.46
	IV	62.63	23.10	20.65	11.50	9.43	6.85	1.27	0.70	0.58	0.48
LiNbO ₃	III	53.27	11.00	9.60	–	4.02	4.02	–	0.47	0.46	0.38
	IV \rightarrow III	65.38	12.43	12.43	–	7.14	4.55	–	0.52	0.46	0.38

Примечания. Для всех призм смещение входного пучка $L_{in} = 0$; во всех призмах, кроме IV \rightarrow III-призмы отношение $d_o/d_{in} = 1$; в IV \rightarrow III-призме отношение $d_o/d_{in} = 0.94$ при $\Delta\alpha_{in} = +1.8^\circ$ и 0.92 при $\Delta\alpha_{in} = -2^\circ$.

Табл.5.

Кристалл	α (град)	L_c (мм) ($+\Delta\alpha_{in}$)	L_c (мм) ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	L_c (мм) ($-\Delta\alpha_{in}$)	L_o (мм) ($+\Delta\alpha_{in}$)	L_o (мм) ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	L_o (мм) ($-\Delta\alpha_{in}$)	μ (град) ($+\Delta\alpha_{in}$)	μ (град) ($-\Delta\alpha_{in}$)	ε (град) ($+\Delta\alpha_{in}$)	ε (град) ($-\Delta\alpha_{in}$)
CaCO ₃	76.94	0	0.44	1.66	1.55	1.12	0	86.49	71.74	76.94	76.94
	60	0	0.56	1.20	0	0.71	1.46	90.08	69.45	40.09	40.09
α -BBO	76.9	0	0.61	1.71	1.64	1.04	0	87.68	71.67	76.90	76.90
	64.6	0	0.59	1.31	0	0.71	1.52	89.47	70.20	50.78	50.78
LiIO ₃	68.04	0.40	0.68	1.01	0.70	0.38	0	91.25	75.47	68.04	68.04
	62.63	0	0.69	1.14	0	0.87	1.40	94.98	73.79	54.73	54.73
LiNbO ₃	53.27	1.38	1.38	1.48	0.18	0.17	0.04	87.53	80.66	53.27	57.27
	65.38	1.10	1.23	1.39	0.34	0.18	0	105.53	93.04	89.44	89.15

ным, выделены жирным шрифтом. Кроме базовых размеров призм в табл.4–7 приведены координаты L_{in} , L_c , L_o границ световых пучков на гранях для нормального падения входного пучка и для краёв поля зрения, а также относительные углы μ и ε выхода пучков в воздух только для краёв поля зрения (для нормального падения света эти углы даны в табл.2, 3). Выходящий в воздух е-пучок поджимается в плоскости преломления, что отражено в табл.4, 6 через отношения размеров пучков на выходе и входе d_e/d_{in} .

Расчёты показали, что III-призмы из кристаллов CaCO₃, α -BBO и LiIO₃ могут быть изготовлены только с углами $\nu \neq \nu_{min}$, поскольку при $\nu = \nu_{min}$ углы падения

α , удовлетворяющие дополнительному условию «трёхгранности» (10), не существуют.

Трёхгранные призмы из положительных кристаллов ванадата иттрия (YVO₄) и рутила (TiO₂), наоборот, могут быть выполнены с углами как $\nu = \nu_{min}$, так и $\nu \neq \nu_{min}$. Выбор конкретного угла ν иногда зависит от предъявляемых к призмам требований. Например, III-призму из кристалла YVO₄ можно рассчитать как с «удобным» углом $\nu_{min} = 48^\circ$ (минимальные требования к точности ориентировки оптической оси), так и с «неудобным» углом $\nu = 30.4^\circ$, но в последнем случае призма оказывается почти на четверть короче. В результате выбор этого угла должен определяться пользователем.

Табл.6.

Кристалл	Тип призмы	α (град)	L_1 (мм)	L_2 (мм)	L_3 (мм)	H_1 (мм)	H_2 (мм)	H_3 (мм)	L_{in} (мм)	d_e/d_{in} ($+\Delta\alpha_{in}$)	d_e/d_{in} ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	d_e/d_{in} ($-\Delta\alpha_{in}$)
YVO ₄	III	64	11.91	11.91	–	5.70	4.50	–	0	0.57	0.50	0.41
	IV	61.6	22.02	20.52	10.92	9.21	6.82	0.81	0	0.62	0.51	0.42
TiO ₂	III	53.81	10.91	9.56	–	4.04	4.04	–	0	0.49	0.40	0.33
	IV	45	27.45	23.48	8.78	7.25	7.25	1.42	1.1	0.49	0.40	0.33

Примечания. Для всех призм отношения $d_o/d_{in} = 1$; в IV-призме из TiO₂ при $L_{in} = 0$ е-пучок виньетируется на брестеровской грани.

Табл.7.

Кристалл	α (град)	L_c (мм) ($+\Delta\alpha_{in}$)	L_c (мм) ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	L_c (мм) ($-\Delta\alpha_{in}$)	L_o (мм) ($+\Delta\alpha_{in}$)	L_o (мм) ($\Delta\alpha_{in} = 0$)	L_o (мм) ($-\Delta\alpha_{in}$)	μ (град) ($+\Delta\alpha_{in}$)	μ (град) ($-\Delta\alpha_{in}$)	ε (град) ($+\Delta\alpha_{in}$)	ε (град) ($-\Delta\alpha_{in}$)
YVO ₄	64	1.06	1.22	1.38	0.44	0.22	0	89.82	75.88	64	64
	61.6	0	0.42	0.68	0	0.59	0.95	91.08	74.18	56.77	56.77
TiO ₂	53.81	1.02	1.11	1.16	0.22	0.01	0	90.10	77.78	53.81	53.81
	45	0.04	0.20	0.31	0	0.27	0.45	91.95	79.63	39.47	39.47

Расчёты многих вариантов призм показали, что для III-призм минимальных размеров лучше всего подходят кристаллы LiIO_3 , YVO_4 и TiO_2 . Из кристаллов же CaCO_3 и $\alpha\text{-BBO}$, наоборот, самыми компактными получаются IV-призмы.

Деление поляризованных пучков изложенным способом позволяет разводить их на большие углы даже призмами из кристаллов с относительно малым двулучепреломлением. Например, весьма небольшая по размерам III-призма из кристалла LiNbO_3 (табл.4, 5) с двулучепреломлением $\Delta n \approx 0.08$ разводит о- и е-пучки на угол $\mu = 87.4^\circ$ (табл.2). Существенным недостатком этой призмы является относительно узкое и асимметричное поле зрения $\Delta\alpha_{\text{ин}} = -2^\circ \dots +0.04^\circ$. При этом у немногим большей по размерам IV-призмы из того же кристалла поле зрения почти в два раза шире (табл.2). Однако изготовить её, вследствие того что угол $\theta = 190.46^\circ$, будет крайне сложно. Проблему можно решить, если отказаться от нормального выхода о-волны и выполнить эту IV-призму как трёхгранную (обозначим её $\text{IV} \rightarrow \text{III}$) с соответствующими IV-призме углами α и β , но с иными значениями остальных углов: $\theta = 180^\circ$ и $\psi = \gamma = 37.92^\circ$. Из новой $\text{IV} \rightarrow \text{III}$ -призмы при нормальном падении входного пучка о-волна выйдет из грани АДМ (рис.1) с отклонением вправо (по ходу волны) на угол $\sim 24^\circ$ от нормали. Поскольку отражение этого пучка от непросветлённой грани АДМ ещё мало отличается от отражения при нормальном падении (17 % против 14.5 %), то интерференционное просветление этой грани будет несложным.

Сравнение углов ε и μ показывает, что поворот призмы сопровождается вращением е-пучка в пространстве без изменения углового положения о-пучка. Подобная стабильность о-пучка определена чётным числом его отражений в призме.

При отклонении падающего пучка от нормали существует остаточное отражение е-волны от брюстеровской грани (е-рефлекс), энергия которого распространяется в общем направлении о-волны. Если угол между волновыми векторами е-рефлекса и о-волны будет слишком мал, то поляризационная экстинкция (отношение интенсивностей ортогонально поляризованных световых компонент) последней резко снизится. Поведение этого е-рефлекса описывают решения соответствующих уравнений Снеллиуса для отражения от грани ВС и преломления на грани DC (АМ в III-призмах), находимые аналогично тому, как это делалось выше при поиске решений уравнений (4), (6). Полученные решения показали, что е-рефлекс выходит наружу всегда с отклонением вправо относительно волнового вектора о-волны. Эти углы отклонения для различных призм индивидуальны и для шести оптимальных призм укладываются в диапазон $6.6^\circ - 16.2^\circ$ (табл.8), причём в пределах полей зрения призм эти углы меняются весьма незначительно.

Табл.8.

Кристалл	α (град)	Угол выхода е-рефлекса относительно о-пучка (град)		
		$-\Delta\alpha_{\text{ин}}$	$\Delta\alpha_{\text{ин}} = 0$	$+\Delta\alpha_{\text{ин}}$
CaCO_3	60	8.48	8.43	8.40
$\alpha\text{-BBO}$	64.6	9.23	9.18	9.16
LiIO_3	68.04	6.65	7.71	6.78
LiNbO_3 (IV \rightarrow III-призма)	65.38	7.14	7.22	7.31
YVO_4	64	10.81	10.85	10.90
TiO_2	53.81	16.22	16.19	16.16

Последнее означает, что любой, ненулевой по интенсивности, е-рефлекс в дальнем поле практически не ухудшает поляризационную экстинкцию о-пучка, поскольку «качается» вместе с ним на почти постоянном от него угловом расстоянии.

4. Тепловые и дисперсионные свойства поляризационных монопризм

Выше была отмечена стабильность угла ε отклонения о-волны при вращении призмы. В силу изотропии кристалла для о-волны этот угол не зависит также и от длины волны света, однако при изменении температуры он будет меняться. Причина заключается в тепловом искажении формы анизотропной асимметричной призмы.

Что касается угла μ разделения пучков, то из-за анизотропных отражения и преломления е-волны он будет зависеть и от длины волны света, и от температуры призмы. В табл.9 для шести оптимальных вариантов призм приведены рассчитанные температурные уходы $\Delta\mu$ и $\Delta\varepsilon$ углов μ и ε , а также температурные смещения ΔL_o и ΔL_e пучков на выходных гранях в крайних точках диапазона изменения температур $T = 20 \pm 25^\circ\text{C}$. Расчёты выполнены для нормального падения входного пучка в предположении неизменности в этом диапазоне коэффициентов теплового расширения α_{\parallel} (вдоль оптической оси) и α_{\perp} (перпендикулярно оптической оси), а также температурных производных dn_o/dT , dn_e/dT . Эти в настоящее время хорошо известные характеристики кристаллов [1, 5–9] вместе с дисперсионными формулами сведены для удобства в единую табл.10. Тепловые изменения форм призм рассчитывались в рамках теории анизотропного расширения кристаллов [5].

Расчёты показали, что отклонения $\Delta\mu$, $\Delta\varepsilon$, ΔL_o и ΔL_e в нашем температурном диапазоне являются почти линейными функциями с нулевыми значениями при $\Delta T = 0$. Из табл.9 видно, что диапазон изменений угла ε составляет единицы угловых минут, а угла μ – от единиц до двух десятков минут. Тепловые уходы пучков на гранях малы и в самом худшем случае не превышают ± 17 мкм.

Для практического конструирования призм кроме тепловых характеристик полезно знать их дисперсионные свойства. Рассмотрим смещения световых пучков на выходных гранях, а также изменения угла развода μ при работе призмы на других, кроме заданной, длинах волн. На рис.5 и 6 представлены расчётные дисперсионные зависимости относительных изменений положения оси е-пучка на его выходной грани $[L_{e1}(\lambda) - L_{e1}(\lambda = 1.064 \text{ мкм})] \times [L_{e1}(\lambda = 1.064 \text{ мкм})]^{-1}$ и угла развода о- и е-пучков $[\mu(\lambda) - \mu(\lambda = 1.064 \text{ мкм})] / \mu(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$ для оптимальных призм при нормальном падении входного пучка. Дисперсия угла μ есть сумма дисперсий угла отражения при ПВО е-волны на грани АГД (рис.1) и угла её

Табл.9.

Кристалл	α (град)	$\Delta\varepsilon$ (угл. мин)	$\Delta\mu$ (угл. мин)	ΔL_o (мкм)	ΔL_e (мкм)
CaCO_3	60	± 2	± 9	∓ 8	∓ 11
$\alpha\text{-BBO}$	64.6	∓ 3	∓ 9	± 11	± 17
LiIO_3	68.04	0	± 13	∓ 4	∓ 1
LiNbO_3 (IV \rightarrow III-призма)	65.38	∓ 3	∓ 19	∓ 1	∓ 3
YVO_4	64	∓ 1	∓ 5	∓ 3	± 4
TiO_2	53.81	0	∓ 1	∓ 1	± 1

Табл.10.

Кристалл	Дисперсионные формулы коэффициентов преломления (λ в мкм)	dn_o/dT ($10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	dn_e/dT ($10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	α_{\parallel} ($10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	α_{\perp} ($10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	Литература
CaCO ₃	$n_o = [2.69705 + 0.0192064/(\lambda^2 - 0.0182) - 0.0151624\lambda^2]^{1/2}$ $n_e = [2.18438 + 0.0087309/(\lambda^2 - 0.01018) - 0.0024411\lambda^2]^{1/2}$	+2.08*	+1.85*	+25	-5.6	[1, 5-8]
α -BBO	$n_o = [2.7471 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01354\lambda^2]^{1/2}$ $n_e = [2.3174 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01516\lambda^2]^{1/2}$	-9.3	-16.6	+4	+36	[6]
LiIO ₃	$n_o = [2.03132 + 1.37623\lambda^2/(\lambda^2 - 0.0350823) + 1.06745\lambda^2/(\lambda^2 - 169)]^{1/2}$ $n_e = [1.83086 + 1.08807\lambda^2/(\lambda^2 - 0.031381) + 0.554582\lambda^2/(\lambda^2 - 158.76)]^{1/2}$	-89.3	-75.2	+48	+28	[1, 9, 10]
LiNbO ₃	$n_o = [2.39198 + 2.51118\lambda^2/(\lambda^2 - 0.217^2) + 7.1333\lambda^2/(\lambda^2 - 16.502^2)]^{1/2}$ $n_e = [2.32468 + 2.2565\lambda^2/(\lambda^2 - 0.21^2) + 14.503\lambda^2/(\lambda^2 - 25.915^2)]^{1/2}$	+5.4	+38	+4.1	+14.8	[1, 11]
YVO ₄	$n_o = [3.77834 + 0.069736/(\lambda^2 - 0.04724) - 0.0108133\lambda^2]^{1/2}$ $n_e = [4.59905 + 0.110534/(\lambda^2 - 0.04813) - 0.0122676\lambda^2]^{1/2}$	+8.5	+3	+11.37	+4.43	[6]
TiO ₂	$n_o = [5.913 + 0.2441/(\lambda^2 - 0.0803)]^{1/2}$ $n_e = [7.197 + 0.3332/(\lambda^2 - 0.0843)]^{1/2}$	-0.72	-0.42	+9.2	+7.14	[1]

* Для $\lambda = 0.645$ мкм. В [8] величины dn_o/dT и dn_e/dT для CaCO₃ приведены только для спектрального диапазона 0.441–0.645 мкм. Из этих данных видна тенденция уменьшения производных dn_o/dT и dn_e/dT с ростом длины волны.

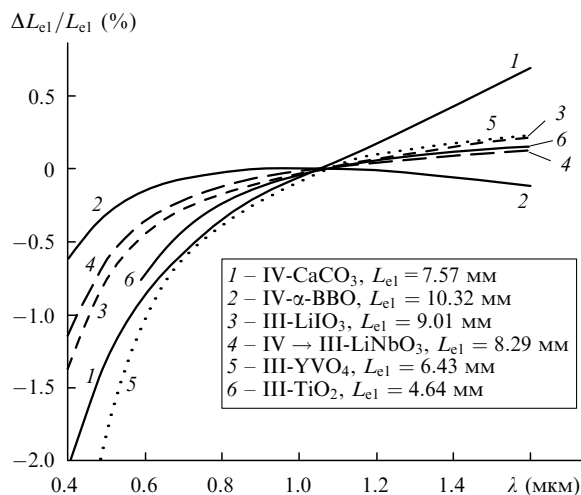


Рис.5. Дисперсионные зависимости смещений осей е-пучков на брестеровских гранях оптимальных призм, выполненных из разных кристаллов. Абсолютное смещение $\Delta L_{e1} = L_{e1}(\lambda) - L_{e1}(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$ нормировано на индивидуальное для каждой призмы значение L_{e1} ($\lambda = 1.064$ мкм), указанное на рисунке.

преломления на выходной грани ВС. В некоторых кристаллах данные дисперсии могут почти полностью компенсироваться, как, например, это имеет место в IV-призме из CaCO₃ (рис.6).

Что касается о-пучка, то его дисперсионное поведение сводится только к малым смещениям на выходной грани, причём эти смещения проявляются только тогда, когда входной пучок падает на грань АВ (рис.1) не строго по нормали. Максимальные смещения $\Delta L_o = |L_o(\lambda) - L_o(\lambda = 1.064 \text{ мкм})|$ (рис.4) имеют место в коротковолновой части спектра на краях поля зрения. Самым большим смещением ($\Delta L_o \sim 19$ мкм) характеризуется IV-призма из кристалла α -BBO на $\lambda = 0.4$ мкм.

В IV → III-призме из кристалла LiNbO₃ вследствие того, что угол преломления выходной о-волны составляет 24°, угол отклонения ε оказывается слабо зависящим и от угла падения α (табл.5) и от длины волны. Последняя зависимость на спектральных границах $\lambda = 0.4$ и

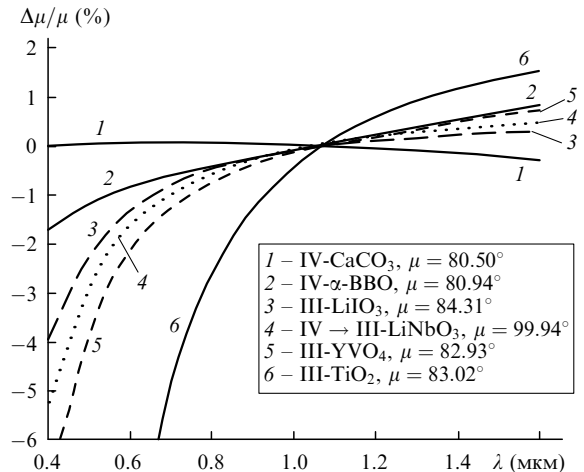


Рис.6. Дисперсионные зависимости углов развода ортогонально поляризованных пучков на брестеровских гранях оптимальных призм, выполненных из разных кристаллов. Абсолютное изменение угла развода $\Delta\mu = \mu(\lambda) - \mu(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$ нормировано на индивидуальное для каждой призмы значение μ ($\lambda = 1.064$ мкм), указанное на рисунке.

1.6 мкм (при нормальном падении входного пучка) характеризуется следующими относительными изменениями этого угла: $\Delta\varepsilon/\varepsilon(\lambda = 1.064 \text{ мкм}) = +2.6\%$ при $\lambda = 0.4$ мкм и -0.3% при $\lambda = 1.6$ мкм, где $\Delta\varepsilon = \varepsilon(\lambda) - \varepsilon(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$.

Во всех призмах, кроме призмы из кристалла TiO₂, угловые поля зрения $\pm\Delta\alpha_{in}$ при увеличении длины волны сужаются со стороны своих «плюсовых» (+) границ. Это связано с нарушением ПВО о-волны при дисперсионном уменьшении коэффициента преломления n_o . При переходе от $\lambda = 1.064$ мкм к $\lambda = 1.6$ мкм эти граничные значения уменьшаются следующим образом: от 4° до 3.5° в IV-призме из CaCO₃, от 3.5° до 3.1° в IV-призме из α -BBO, от 2.6° до 2.3° в III-призме из LiIO₃, от 1.8° до 1.2° в IV → III-призме из LiNbO₃ и от 2.4° до 2.0° в III-призме из YVO₄. В рутиловой III-призме этот эффект отсутствует, поскольку угол отражения о-волны от грани ВС существенно больше соответствующего критического угла ПВО.

5. Компенсация анаморфизма е-луча, спектральной и температурной зависимостей углов разделения поляризованных лучей

Перечисленные в этом заголовке очевидные недостатки монопризменных поляризационных делителей легко устраняются в делителях, представляющих собой симметричные комбинации базовых призм. На рис.7 показаны две такие комбинации: одна образована двумя IV-призмами, другая – двумя III-призмами (условно обе комбинации показаны одним общим рисунком). Здесь важно, что чётное число отражений испытывают теперь и о- и е-волна. В итоге е-пучок выходит наружу параллельно входному пучку со смещением S_{ray} , заданным условием одинаковости положений пучков на входной и выходной нормальных гранях. Это смещение линейно зависит от зазора d_{pr} между призмами:

$$S_{\text{ray}} = k_1 d_{\text{pr}} + b_1. \tag{11}$$

Это же условие одинаковости положений требует обязательного сдвига S_{pr} второй призмы относительно первой:

$$S_{\text{pr}} = k_2 d_{\text{pr}} + b_2. \tag{12}$$

Для призмы, рассчитанной на пучок диаметром 5 мм, константы k_1, k_2, b_1, b_2 даны в табл.11.

Делители на рис.7 разделяют поляризованные пучки на углы, совпадающие с углами ε в соответствующих монопризмах. Дисперсия коэффициентов преломления проявляется теперь только в малых изменениях смещения S_{ray} при изменении длины волны. Но даже и эти изменения можно минимизировать путём подбора зазора d_{pr} . Такая операция оказалась возможной потому, что S_{ray} зависит ещё и от дисперсионных изменений угла выхода е-пучка α_{out} и его положения L_{e1} на грани ВС (см. рис.1, 4). При больших зазорах преобладает влияние угловых изменений $\Delta\alpha_{\text{out}}$, при малых – сдвиговых изменений ΔL_{e1} . Минимизированные в области $\lambda = 1.064$ мкм зависимости относительных изменений смещения $\Delta S_{\text{ray}}/S_{\text{ray}}$ ($\lambda = 1.064$ мкм) от длины волны λ представлены на рис.8. Заметим, что комбинация из кальцитных IV-призм не поддаётся такой минимизации (кривые 1 и 2). Причиной этого является отмеченная выше слабовыраженная дисперсия угла выхода е-луча в этой призме (кривая 1 на рис.6).

В табл.12 для делителей из оптимальных монопризм приведены расчётные тепловые отклонения $\Delta S_{\text{ray}} = [S_{\text{ray}}(T) - S_{\text{ray}}(T = 20^\circ\text{C})]$ на краях температурного диа-

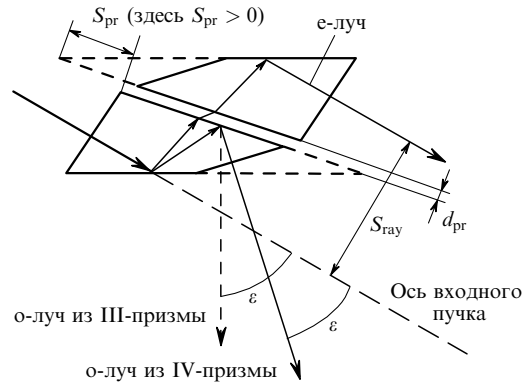


Рис.7. Термостабильный, бездисперсионный, двухпризменный поляризационный делитель с брюстеровскими преломлениями е-волны на поверхностях воздушного зазора, свободный от астигматизма обоих пучков.

пазона $T = 20 \pm 25^\circ\text{C}$. Величины ΔS_{ray} в самом «худшем» случае (делитель из LiNbO₃-призм с $d_{\text{pr}} = 0.1$ мм) лежат в интервале ~ 25 мкм. У других делителей они ещё меньше.

На практике часто бывает необходимо, чтобы один из лучей на выходе поляризационного делителя был продолжением падающего луча. На рис.9 показано, как это можно реализовать простейшим образом. Здесь с по-

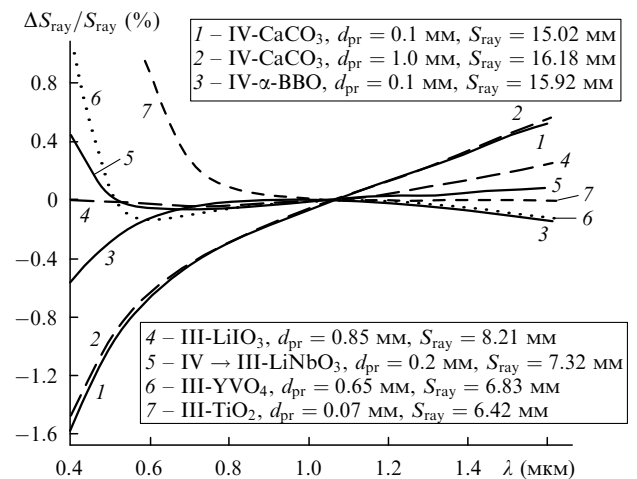


Рис.8. Дисперсионные зависимости смещений е-пучков относительно входного пучка для оптимальных призм из разных кристаллов. Абсолютное смещение $\Delta S_{\text{ray}} = S_{\text{ray}}(\lambda) - S_{\text{ray}}(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$ нормировано на индивидуальное для каждой призмы значение $S_{\text{ray}}(\lambda = 1.064 \text{ мкм})$, указанное на рисунке.

Табл.12.

Комбинированный делитель из двух призм	$d_{\text{pr}} = 0.1$ мм		$d_{\text{pr}} = 1.0$ мм	
	S_{ray} (мм)	ΔS_{ray} (мкм)	S_{ray} (мм)	ΔS_{ray} (мкм)
CaCO ₃ (IV-призмы)	15.02	± 1.6	16.18	± 4.8
α -BBO (IV-призмы)	15.92	± 9.1	16.82	± 11.5
LiIO ₃ (III-призмы)	7.77	± 9.3	8.30	0
LiNbO ₃ (IV \rightarrow III-призмы)	7.28	± 12.6	7.69	± 8.1
YVO ₄ (III-призмы)	6.41	± 4.5	7.10	± 8.8
TiO ₂ (III-призмы)	6.46	± 1.5	7.75	± 3

Примечание. Расчёты выполнены для излучения с $\lambda = 1.064$ мкм; $\Delta S_{\text{ray}} = [S_{\text{ray}}(T) - S_{\text{ray}}(T = 20^\circ\text{C})]$; величины ΔS_{ray} и их знаки соответствуют температурным вариациям $\Delta T = \pm 25^\circ\text{C}$ относительно комнатной температуры $+20^\circ\text{C}$.

Табл.11.

Комбинированный делитель из двух призм	k_1	b_1 (мм)	k_2	b_2 (мм)
CaCO ₃ (IV-призмы)	1.279160	14.896950	-1.701149	6.705045
α -BBO (IV-призмы)	1.000240	15.818980	-1.722201	1.248751
LiIO ₃ (III-призмы)	0.590000	7.709001	-1.854671	-4.357828
LiNbO ₃ (IV \rightarrow III-призмы)	0.455471	7.231713	-2.250346	-4.949916
YVO ₄ (III-призмы)	0.769632	6.329463	-2.151470	-2.112102
TiO ₂ (III-призмы)	1.431937	6.319031	-2.758295	0.794684

Примечание. При использовании данных таблицы для расчётов по формулам (11), (12) параметр d_{pr} задаётся в миллиметрах.

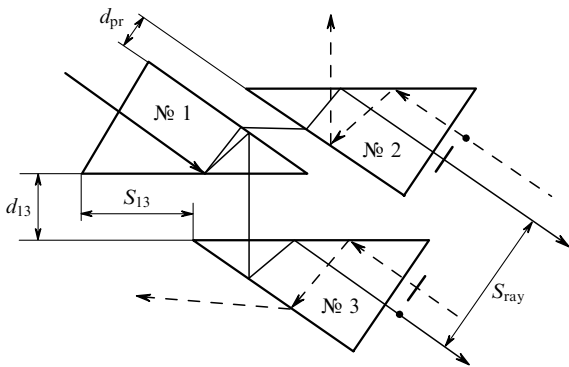


Рис.9. Термостабильный, бездисперсионный, нестигматичный поляризационный делитель, составленный из III-призм, без смещения о-пучка от исходного направления и с параллельным выходом обоих пучков. Штриховыми линиями показаны направления распространения встречных пучков с поляризацией, ортогональной поляризации прямых пучков.

мощью призмы № 3, аналогичной призмам № 1 и № 2, о-луч в конечном итоге распространяется в том же направлении, что и исходный (падающий луч). При этом сохраняются все его положительные свойства. Угловая юстировка призмы № 3 в плоскости распространения лучей не должна быть особенно сложной из-за чётного числа отражений о-волны в каждой призме. Соосность о-луча с падающим пучком достигается главным образом с помощью трансляционных смещений этой призмы, что обычно нетрудно осуществить. Заметим, что оптические изображения, передаваемые по обоим «поляризованным» каналам, в этой тройной комбинации не инвертируются.

Формулы расчёта зазора d_{13} и соответствующего сдвига S_{13} (рис.9) для конкретных призм выводятся, исходя из геометрии хода пучков. Так, например, для III-призм нетрудно получить соотношения

$$S_{13} = 2(L_2 - L_0) - L_1 - d_0, \quad (13)$$

$$d_{13} = \frac{S_{13} + L_1}{\tan \alpha} - \frac{2L_1 + d_0}{\sin \alpha}. \quad (14)$$

Здесь значения α , L_0 , L_1 , L_2 для соответствующих кристаллов берутся из табл.4–7, причём L_0 берётся из столбца, соответствующего $\Delta\alpha_{in} = 0$. Полученные таким образом величины S_{13} и d_{13} будут соответствовать комбинированному делителю со световой апертурой 5 мм. Заметим, что смещение S_{ray} е-луча относительно о-луча в этой комбинации из трёх монопризм по-прежнему задаётся зазором d_{pr} по формуле (11).

В приборах типа оптических изоляторов и циркуляторов используется способность поляризационных призм пространственно разделять прямые и встречные пучки с ортогональными поляризациями. Описанные призмы особенно удобны для этого, поскольку не только осуществляют данную операцию с минимальными отражательными потерями, но ещё и разделяют пучки на углы в десятки градусов. Пример такого разделения показан на рис.9, где направления распространения встречных ортогонально поляризованных волн изображены штриховыми линиями.

Так же как из III-монопризм, аналогичные комбинированные делители можно составлять и из IV-призм.

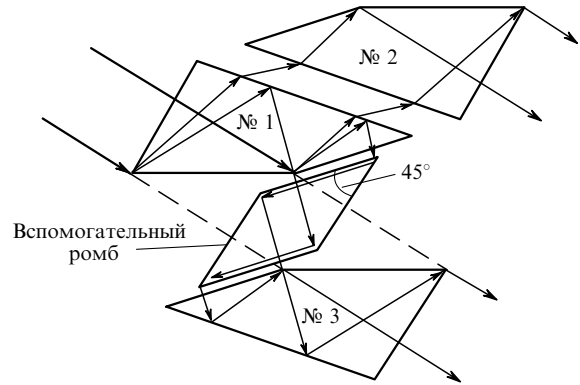


Рис.10. Термостабильный, бездисперсионный, нестигматичный поляризационный делитель, составленный из IV-призм, без смещения о-пучка от исходного направления и с параллельным выходом обоих пучков. Для минимизации продольных размеров делителя применён дополнительный 45°-ный ромб из стекла.

В таких делителях (рис.10) для уменьшения их продольных размеров может быть применён вспомогательный 45°-ный ромб из стекла.

Что касается призм № 2 и № 3, то независимо от их типа для качественной компенсации температурных и дисперсионных уходов пучков эти призмы должны изготавливаться из того же материала, что и призма № 1. Если же малыми угловыми смещениями о- и е-пучков из-за изменений температуры можно пренебречь, то призмы № 2 и № 3 могут быть выполнены из стекла. Если стекло призмы № 2 будет иметь коэффициент преломления $n = \tan \alpha_{out}^{Br}$ (см. рис1), то это позволит обеспечить технологически удобную параллельность зазора. Однако если при этом выходящие о- и е-лучи должны быть параллельными, то угловые и линейные размеры стеклянной призмы № 2 будут иными, чем у призмы № 1. Причина – различие внутренних углов Брюстера в стекле и кристалле. Если же параллельности пучков не требуется, то анаморфизм е-пучка, выходящего из призмы № 1, удобнее исправлять обычным стеклянным клином.

6. Экспериментальные испытания

Для проверки правильности расчётов были проведены экспериментальные испытания IV-призм из кальцита, изготовленных на световые апертуры 5 и 9 мм (рис.11). Призмы проектировались для работы с гауссовыми пучками диаметром 2 и 4 мм (по уровню $1/e^2$) с двойным запасом по апертуре. Углы призм выполнялись с допусками $\pm 5'$. Ориентация оптических осей в двух ортогональных плоскостях осуществлялась с допусками $\pm 15'$. В ходе испытаний отдельных монопризм и их комбинаций в соответствии с рис.7 измерялись углы выхода и поляризационные экстинкции пучков. Погрешности угловых измерений составляли ± 3 мрад. В качестве источника света использовался стабилизированный по мощности непрерывный волоконный Yb^{3+} -лазер с диодной накачкой ($\lambda = 1.064$ мкм, $\Delta\lambda = 0.12$ нм, $P_{out} = 93$ мВт). Лазер излучал плоскополяризованный гауссов пучок с торца анизотропного волокна с числовой апертурой $NA = 0.1$, который коллимировался сменными двухлинзовыми объективами до диаметров 2 и 4 мм. Наблюдения на экране пучков ИК излучения, прошедших через поляризационный делитель, осуществлялись с помощью

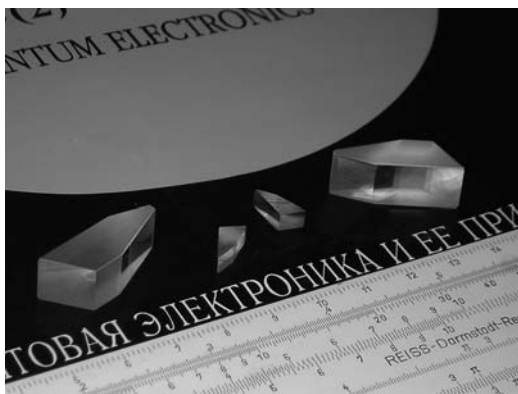


Рис.11. Фотография IV-призм из кальцита с просветлёнными нормальными гранями, изготовленных для работы с пучками диаметром 5 и 9 мм. Цена деления шкалы линейки 1 мм.

ИК визира Zenit NV-Ch с угловым разрешением примерно 1 мрад. Азимут плоскости поляризации относительно плоскости падения регулировался пластинкой $\lambda/2$.

Измеренные геометрическим способом углы выхода о- и е-лучей в монопризмах в пределах указанных погрешностей практически идеально совпали с углами, приведенными в табл.2. В двухпризменной комбинации (рис.7) анаморфизм е-пучка визуально не наблюдался ни в ближней, ни в дальней зоне. Повороты этого комбинированного делителя как целого в пределах углового поля зрения (и даже более) не меняли угловых направлений распространения о- и е-лучей.

Поляризационная экстинкция регистрировалась с помощью прецизионного измерителя мощности Anritsu-ML9001A и анализатора на основе стандартного поляризатора Глана с паспортным значением экстинкции 52 дБ. Как в одиночной призме, так и в комбинированном делителе измеренные экстинкции пучков оказались, по крайней мере, не меньше экстинкции поляризатора, т. е. не менее 52 дБ.

7. Заключение

На основе исследования особенностей распространения е-волны в оптически анизотропном кристалле предложен метод расчёта и конструирования новых кристаллических поляризаторов в виде монопризм без склеек и зазоров, разделяющих поляризованные световые

пучки на большие углы с минимальными отражательными потерями. Метод предполагает создание условий, при которых е-волна выходит из призмы под углом Брюстера к выходной грани, а о-волна, полностью отражаясь от той же грани, выходит наружу через другую грань по нормали к ней.

Метод проиллюстрирован характерными вариантами простых по форме монопризм из шести кристаллов, наиболее часто применяемых в поляризационной оптике. Для каждого кристалла определены призмы, близкие к оптимальным по форме, размерам и угловому полю зрения. Линейные и угловые параметры оптимальных призм, а также их температурные и спектральные зависимости приведены на рисунках и в таблицах в удобном для пользования виде.

Показано, что в бесклеевых симметричных комбинациях монопризм устраняются (или резко ослабляются) такие их недостатки, как анаморфизм, температурная и дисперсионная зависимости углового и позиционного положений выходящего е-пучка. При этом, подбирая зазор между призмами, можно минимизировать дисперсию положения е-пучка на выходной грани практически для любого спектрального участка.

Новые поляризационные делители компактны и просты по форме. Они предназначены главным образом для применения в лазерных технологиях, использующих интенсивные световые пучки с поперечными размерами до десятка миллиметров.

1. Bass M., Van Stryland E.W., Williams D.R., Wolfe W.L. *Hand Book of Optics* (New York, San Francisco, Washington: R.R.Donnely & Sons Comp., 1995, Vol. II).
2. Davydov B.L. *Single Crystal Polarizing Prism and Method of Manufacturing Thereof*. United States Patent No. US 6,690,514 B2; Feb.10 (2004).
3. Давыдов Б.Л., Ягодкин Д.И. *Квантовая электроника*, 35 (11), 1064 (2005).
4. Фёдоров Ф.И. *Оптика анизотропных сред* (М.: УРСС, 2004).
5. Най Дж. *Физические свойства кристаллов* (М.: Мир, 1967).
6. www.casix.com.
7. www.adphotonics.com.
8. *Технологические лазеры (справочник)*. Т. 2. Под ред. Г.А.Абильситова (М.: Машиностроение, 1991).
9. Gettemy D.J., Harker W.C., Lindholm G.L., Barnes N.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24 (11), 2231 (1988).
10. Webb M.S., Velsko S.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, 26 (8), 1394 (1990).
11. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Мир, 1976).

ПОПРАВКА

А.В.Козловский. Фотодетектирование слабого светового сигнала в различных квантовых состояниях с использованием оптического усилителя («Квантовая электроника», 2006, т. 36, № 3, с.280–286).

В статье допущены следующие опечатки:

1. На с. 282 в подписи к рис.3 вместо «для входного состояния поля сигнал + шум (С + Ш)» должно быть «для хаотического квантового состояния входного поля».
2. На с. 283 в подписи к рис.5 вместо «от модуля коэффициента линейного усиления $|G'|$ для когерентного сигнала» должно быть «от коэффициента линейного усиления $|G|^2$ для хаотического квантового состояния входного поля».
3. По горизонтальной оси на рис.5 вместо $|G'|$ должно быть $|G|^2$.