

# Термооптические параметры кристалла калия титанил фосфата

С.Г.Гречин, П.Я.Дружинин, Д.Г.Кочиев

*Представлены результаты сравнительного анализа термооптических параметров кристалла калия титанил фосфата (КТР). Продемонстрирована ограниченная применимость некоторых используемых выражений для температурных производных главных значений показателей преломления. Для повышения точности определения этих параметров предложено учитывать наличие не критичного по температуре синхронизма.*

**Ключевые слова:** нелинейные кристаллы, калий титанил фосфат, КТР, термооптические параметры, преобразование частоты, температурная ширина синхронизма.

Двухосный кристалл калия титанил фосфата (КТР,  $\text{KTiOPO}_4$ ) [1] находит широкое применение для нелинейно-оптического преобразования частоты – генерации гармоник, суммарных и разностных частот, параметрической генерации. Это обусловлено большими значениями коэффициента эффективной нелинейности ( $d_{\text{eff}}$ ) и ширины синхронизма при удовлетворительной величине порога разрушения [2]. Небольшая величина коэрцитивных полей позволяет изготавливать кристаллы с регулярной доменной структурой, в которых при синхронизме sss (eee)-типа реализуются рекордные значения коэффициента эффективной нелинейности и не критичный по углу синхронизм (НКУС) [3].

Потенциальные возможности нелинейных кристаллов для преобразования частоты при выполнении условия фазового синхронизма определяются значением коэффициента эффективной нелинейности и ширинами синхронизма – угловыми, частотной и температурной. Для анализа фазосинхронных свойств кристалла необходимы данные о дисперсии главных значений показателей преломления  $n_i(\lambda)$ , где  $i = x, y, z$ . Для получения дисперсионных зависимостей используются, как правило, одно- или двухрезонансные уравнения (см. ниже), которые часто дополняются слагаемыми ряда Тейлора для достижения наилучшего согласия с экспериментальными данными. Наиболее точные выражения можно получить с использованием экспериментально измеренных значений показателей преломления  $n_i(\lambda)$  и углов фазового синхронизма ( $\varphi, \theta$ ) для различных процессов преобразования частоты. Углы синхронизма для кристалла КТР обычно измеряют для второго типа взаимодействия (sff и fsf), для которого коэффициент эффективной нелинейности имеет максимальное значение. Ниже все основные результаты представлены для этого типа синхронизма.

**С.Г.Гречин, Д.Г.Кочиев.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: GrechinSG@kapells.gpi.ru

**П.Я.Дружинин.** Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверский просп., 49

Для описания зависимостей  $n_i(\lambda)$  кристалла КТР одними из первых были предложены однорезонансные уравнения Селлмейера [4], которые базировались на ограниченном наборе экспериментально измеренных значений показателей преломления и углов синхронизма:

$$n_x^2 = 3.0065 + \frac{0.03901}{\lambda^2 - 0.04251} - 0.01327\lambda^2, \quad (1a)$$

$$n_y^2 = 3.0333 + \frac{0.04154}{\lambda^2 - 0.04547} - 0.01408\lambda^2, \quad (1б)$$

$$n_z^2 = 3.3134 + \frac{0.05694}{\lambda^2 - 0.05658} - 0.01682\lambda^2. \quad (1в)$$

Здесь и далее  $\lambda$  берется в мкм. Рассчитанные с использованием этих зависимостей углы синхронизма при генерации гармоник и параметрической генерации (см. таблицу в [4]) в диапазоне длин волн 1.0 – 2.4 мкм с достаточно высокой точностью согласовались с экспериментальными данными. Позже более полные экспериментальные результаты позволили получить следующие двухрезонансные дисперсионные выражения для  $n_i(\lambda)$  кристалла КТР [5]:

$$n_x^2 = 3.29100 + \frac{0.04140}{\lambda^2 - 0.03978} + \frac{9.35522}{\lambda^2 - 31.45571}, \quad (2a)$$

$$n_y^2 = 3.45018 + \frac{0.04341}{\lambda^2 - 0.04597} + \frac{16.98825}{\lambda^2 - 39.43799}, \quad (2б)$$

$$n_z^2 = 4.59423 + \frac{0.06206}{\lambda^2 - 0.04763} + \frac{110.80672}{\lambda^2 - 86.12171}. \quad (2в)$$

Существуют также и другие виды уравнений Селлмейера для КТР, ссылки на которые приведены в [2].

С использованием выражений (2) было получено согласие между большим числом расчетных и экспериментальных данных для различных процессов преобразования частоты в диапазоне длин волн 0.43 – 3.54 мкм (см. таблицу в [5]). Это определяло их практическую ценность. Зависимости  $n_i(\lambda)$ , рассчитанные с использованием (1) и (2), приведены на рис.1. Выражения (2) позволяют определить не только направления фазового синхронизма для различных процессов преобразования частоты, но и направления не критичных по углам и частоте синхрониз-

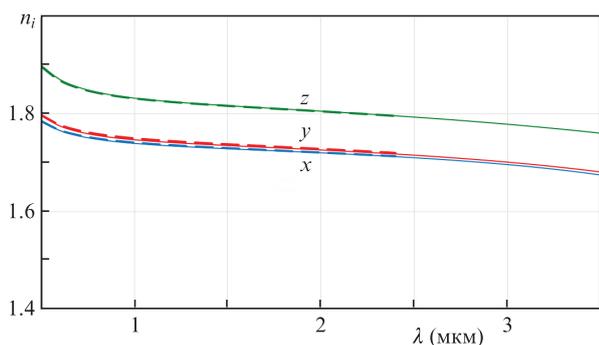


Рис.1. Дисперсионные зависимости  $n_i(\lambda)$  кристалла КТР, рассчитанные с использованием выражений (2) (сплошные кривые) и (1) (штриховые кривые).

мов, а также перестроечные характеристики параметрических генераторов.

Для нахождения зависимости фазосинхронных свойств кристаллов от температуры используются выражения, описывающие зависимости  $dn_i(\lambda)/dT$ . Как правило, они дополняют известные уравнения Селлмейера. В большинстве случаев эти выражения определяются рядом Тейлора по степеням  $\lambda^{-m}$ , где  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ . В 1992 г. с учетом имеющихся экспериментальных данных и уравнений для  $n_i(\lambda)$  из [4] были предложены следующие выражения для  $dn_i(\lambda)/dT$  (в  $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ) [6] в диапазоне длин волн 0.53 – 1.32 мкм:

$$\frac{dn_x}{dT} = (0.1323\lambda^{-3} - 0.4385\lambda^{-2} + 1.2307\lambda^{-1} + 0.7709) \times 10^{-5}, \tag{3a}$$

$$\frac{dn_y}{dT} = (0.5014\lambda^{-3} - 2.0030\lambda^{-2} + 3.3016\lambda^{-1} + 0.7498) \times 10^{-5}, \tag{3б}$$

$$\frac{dn_z}{dT} = (0.3896\lambda^{-3} - 1.3332\lambda^{-2} + 2.2762\lambda^{-1} + 2.1151) \times 10^{-5}. \tag{3в}$$

Выражения (3) получены на основе экспериментальных данных для температурных производных главных значений показателей преломления и температурных ширин синхронизма для различных процессов преобразования частоты. В [6] проведено сравнение результатов расчетов с использованием (3) и экспериментальных измерений. Некоторые расчетные и экспериментальные значения рабочей температуры  $T_{\text{pm}}$ , углов  $\varphi$  и  $\theta$ , задающих направления фазового синхронизма, и температурных ширин  $2\Delta T$  синхронизма представлены в табл.1. (Здесь и далее для ширины синхронизма используется величина  $2\Delta T$ , т.к. положительная и отрицательная полуширины  $\Delta T$  имеют разные значения.)

Точность выражений (3) достигается также за счет определения значений температуры, при которых фазовый синхронизм будет направлен вдоль одной из главных осей кристалла. Практическая ценность этих результатов обусловлена тем, что вдоль главных осей кристалла реализуется НКУС с большой угловой шириной. Для кристалла КТР при генерации второй гармоники (ГВГ) на длине волны 1.0795 мкм (Nd:YAP) фазовый синхронизм может быть осуществлен вдоль оси  $x$  ( $\varphi = 0, \theta = 90^{\circ}$ ). Вдоль этого направления коэффициент эффективной нелинейности имеет максимальное значение. В работе [6] отмечалось, что не было получено согласия с результатами измерений, опубликованными в [7] (табл.1). Однако, как удалось установить [8], в работе [7] представлены результаты для кристалла КТР, выращенного с различными концентрациями растворителей и примесей, и его можно отнести к группе смешанных кристаллов. Авторы [7] не посчитали необходимым уточнить это в публикации. В [14, 15] фазовый синхронизм при ГВГ в КТР на длине волны 1.0795 мкм был реализован вдоль оси  $x$  при нагреве кристалла до температур, значения которых согласуются с расчетными (табл.1).

Табл.1. Расчетные и экспериментальные данные для параметров фазового синхронизма кристалла КТР при ГВГ с синхронизмом sff-типа.

$\lambda_j$ (мкм)		$T_{\text{pm}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )		$\varphi$ (град)/ $\theta$ (град)		$2\Delta T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )		Литература
$\lambda_1 = \lambda_2$	$\lambda_3$	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	
0.9942	0.4971	20	20	90/90	90/90	177	175	[9]
1.00246	0.50123	20		71.4/90		НКТС*		
1.0642	0.5321		20		23.2/90	24.3	24	[10]
			20			97.5	100	[11]
			20		23/90		23.3	[12]
			20	67.7/70.9	67/71	НКТС*	>210	[12]
			20	45.7/44.0**	45.7/44.0	НКТС*	>150	[6]
1.0795	0.53975		20	0/87.4	0/85.7			[7]
		63.8	153		0/90	19.9	20	[7]
			20	0/86.88	0/86.7			[13]
			63		0/90		30	[14]
			20	0/87.26	0/87.5	17.5		[15]
		66.9	54	0/90	0/90	22.4		[15]
1.0804	0.5402		20		0/90			[16]
3.0905	1.5453		20	0/66.5	0/66.5			[6]
			20	0/76.5	0/76.5			[6]
3.1842	1.5921		20	90/72.1	90/72.2			[6]
			20	9.9/90	9.5/90			[6]
3.18	1.59		20	0/90				НКТС*

\* Для  $n_i(\lambda)$  из [4] и  $dn_i(\lambda)/dT$  из [6] имеет место НКТС – режим с температурной шириной фазового синхронизма  $2\Delta T > 100^{\circ}\text{C}$  для кристалла длиной 1.0 см (расчеты выполнены с использованием  $dn_i(\lambda)/dT$  только первого порядка). \*\* Для синхронизма sff-типа.

В 2002 г. в работе [5] были приведены следующие дисперсионные зависимости  $dn_i(\lambda)/dT$  (в  $^{\circ}C^{-1}$ ), полученные на основе более полных экспериментальных данных:

$$\frac{dn_x}{dT} = (0.1717\lambda^{-3} - 0.5353\lambda^{-2} + 0.8416\lambda^{-1} + 0.1627) \times 10^{-5}, \tag{4a}$$

$$\frac{dn_y}{dT} = (0.1997\lambda^{-3} - 0.4063\lambda^{-2} + 0.5154\lambda^{-1} + 0.5425) \times 10^{-5} \tag{4б}$$

(0.43 мкм  $\leq \lambda \leq$  1.58 мкм),

$$\frac{dn_z}{dT} = (0.9221\lambda^{-3} - 2.9220\lambda^{-2} + 3.6677\lambda^{-1} - 0.1897) \times 10^{-5} \tag{4в}$$

(0.53 мкм  $\leq \lambda \leq$  1.57 мкм),

$$\frac{dn_z}{dT} = (-0.5523\lambda^{-1} + 3.3920 - 1.7101\lambda + 0.3424\lambda^2) \times 10^{-5} \tag{4г}$$

(1.32 мкм  $\leq \lambda \leq$  3.53 мкм).

На рис.2 представлены зависимости (4в) и (4г). Каждая из них построена в полном диапазоне прозрачности кристалла. Прямоугольниками показаны соответствующие им границы применимости. Тонкие кривые – участки зависимостей (4), которые выходят за границы применимости выражений (4в) и (4г). Две эти зависимости «сшиваются» на длине волны 1.3 мкм. Жирная кривая соответствует полному решению в диапазоне прозрачности кристалла 0.5 – 4.5 мкм.

На рис.3 приведены зависимости  $dn_i(\lambda)/dT$  для всех главных значений показателей преломления из [6] и [5] (выражения (3) и (4) соответственно). Хорошо видны качественное различие зависимостей  $dn_z(\lambda)/dT$  и количественные различия зависимостей  $dn_x(\lambda)/dT$ , а также  $dn_y(\lambda)/dT$ . Поскольку для получения (4) учитывались экспериментальные значения температурных ширин синхронизма, наблюдалось хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для некоторых процессов преобразования частоты [5] в главных плоскостях кристалла. Хотя, как и при использовании (3), результаты расчета по формулам (4) и экспериментальных измерений [7] не согласуются. К сожалению, этим проблемы не ограничиваются.

С использованием выражений (1) и (3) с высокой точностью был определен срез кристалла, при котором

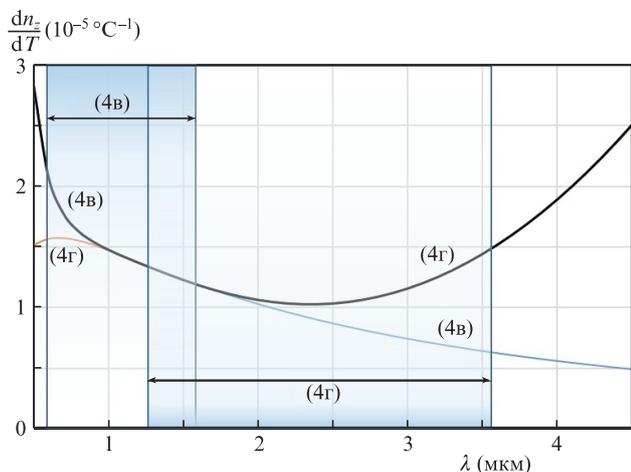


Рис.2. Дисперсионные зависимости  $dn_z(\lambda)/dT$  кристалла КТР, рассчитанные с использованием выражений (4в) и (4г). Прямоугольниками показаны границы применимости этих выражений.

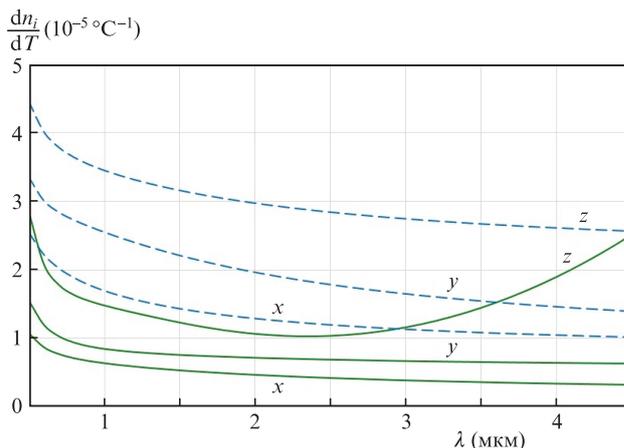


Рис.3. Дисперсионные зависимости  $dn_i(\lambda)/dT$  кристалла КТР, рассчитанные с использованием выражений (4) (сплошные кривые) и (3) (штриховые кривые).

имеет место не критичный по температуре синхронизм (НКТС) для взаимодействия sff-типа при ГВГ излучения с длиной волны 1.0642 мкм, позволивший получить ширину  $2\Delta T$  более  $210^{\circ}C$  [12]. Для того же процесса ГВГ с использованием (1) и (3) также был определен срез для НКТС sff-типа и была получена температурная ширина более  $150^{\circ}C$  [6]. При использовании выражений (4) режим НКТС на длине волны 1.0642 мкм невозможен ни для одного типа синхронизма.

На рис.4 представлены результаты расчета для углов фазового синхронизма, при которых возможен режим НКТС при ГВГ на различных длинах волн основного излучения. В табл.2 приведены значения углов синхронизма для некоторых длин волн основного излучения. Режим НКТС при данных для  $dn_i(\lambda)/dT$  из [6] возможен в диапазоне длин волн от 1.003 – 1.022 мкм до 3.18 – 3.25 мкм. При использовании данных из [5] этот диапазон значительно меньше.

На рис.5 показаны распределения  $FOM(\lambda_1, \lambda_2)$  ( $FOM = d_{eff}^2/(n_1 n_2 n_3)$ ) в диапазоне прозрачности кристаллов для всех типов синхронизма при различных начальных данных, аналогичные представленным в [17]. Здесь  $n_j$  – показатели преломления для трех взаимодействующих волн с длинами  $\lambda_j$  в направлении фазового синхронизма. В рабо-

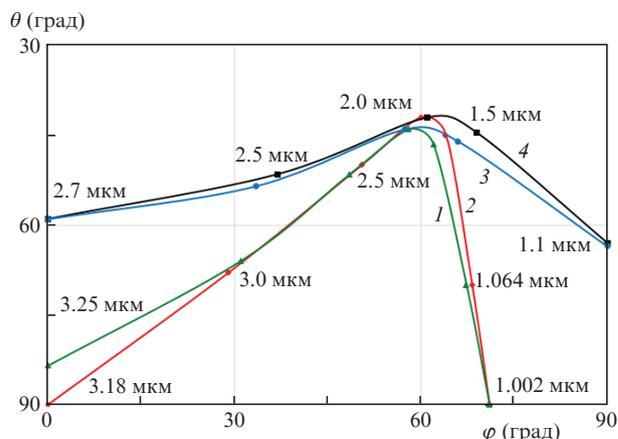


Рис.4. Направления фазового синхронизма ( $\varphi, \theta$ ) при ГВГ на разных длинах волн для различных комбинаций данных для  $n_i(\lambda)$  и  $dn_i(\lambda)/dT$ : кривая 1 соответствует выражениям (1) и (3), кривая 2 – выражениям (2) и (3), кривая 3 – выражениям (1) и (4), кривая 4 – выражениям (2) и (4).

Табл.2. Расчетные значения углов синхронизма при ГВГ с НКТС (рис.4), полученные с использованием данных для  $n_i(\lambda)$  из [4] (столбцы 1, 3) и [5] (столбцы 2, 4), а также для  $dn_i(\lambda)/dT$  из [6] (столбцы 1, 2) и [5] (столбцы 3, 4) (номер столбца соответствует номеру кривой на рис.4).

$\lambda$ (мкм)	$\varphi$ (град)/ $\theta$ (град)			
1.003	–	71/90	–	–
1.022	71/90	70/78	–	–
1.064	68/70	68/70	–	–
1.1	66.5/65.5	66.5/65.5	90/63.5	90/63
1.5	62/46.5	64/45	66/46	69/44.5
2.0	58/44	60/42	57.5/44	61/42
2.5	48.5/51.5	50.5/50	33.5/53.5	37/51.5
2.66	44.5/55	45.5/54	0/59	15/57.5
2.7	43/56	44/55	–	0/59
3.0	31/66	29/68	–	–
3.18	17/76	0/90	–	–
3.25	0/83.5	–	–	–

тах [17,18] дано подробное описание распределений  $FOM(\lambda_1, \lambda_2)$ . На рис.5,а–в приведены распределения с

максимальной величиной  $FOM(\lambda_1, \lambda_2)$  ( $FOM_d$ ) вдоль направлений фазового синхронизма, а на рис.5,з–и – распределения с величиной  $FOM(\lambda_1, \lambda_2)$  ( $FOM_T$ ) вдоль направлений НКТС при начальных данных для  $dn_i(\lambda)/dT$  (3) из [6] (рис.5,з–е) и (4) из [5] (рис.5,ж–и). Области серого цвета на рис.5,з–и соответствуют наличию фазового синхронизма для процесса преобразования, но отсутствию режима НКТС. Хорошо видно, что при  $dn_i(\lambda)/dT$  из [5] режим НКТС возможен в очень ограниченном диапазоне длин волн. Это полностью согласуется с результатами, представленными на рис.4 и в табл.2. Для данных из [6] режим НКТС может быть реализован в значительно большем диапазоне длин волн, чем для данных из [5].

Одной из причин значительного различия термооптических параметров является, очевидно, некорректность использования экспериментальных данных, полученных для различных кристаллов. Это относится к температурным ширинам, соответствующим НКТС. Такому режиму в табл.1 отвечают значения  $\Delta T$ , превышающие  $100^\circ\text{C}$ . Характер зависимости эффективности преобразования от температуры [9, 12] показывает, что она значительно отличается от зависимости  $\text{sinc}^2(d\Delta k/dT \cdot \Delta T \cdot L/2)$  (где

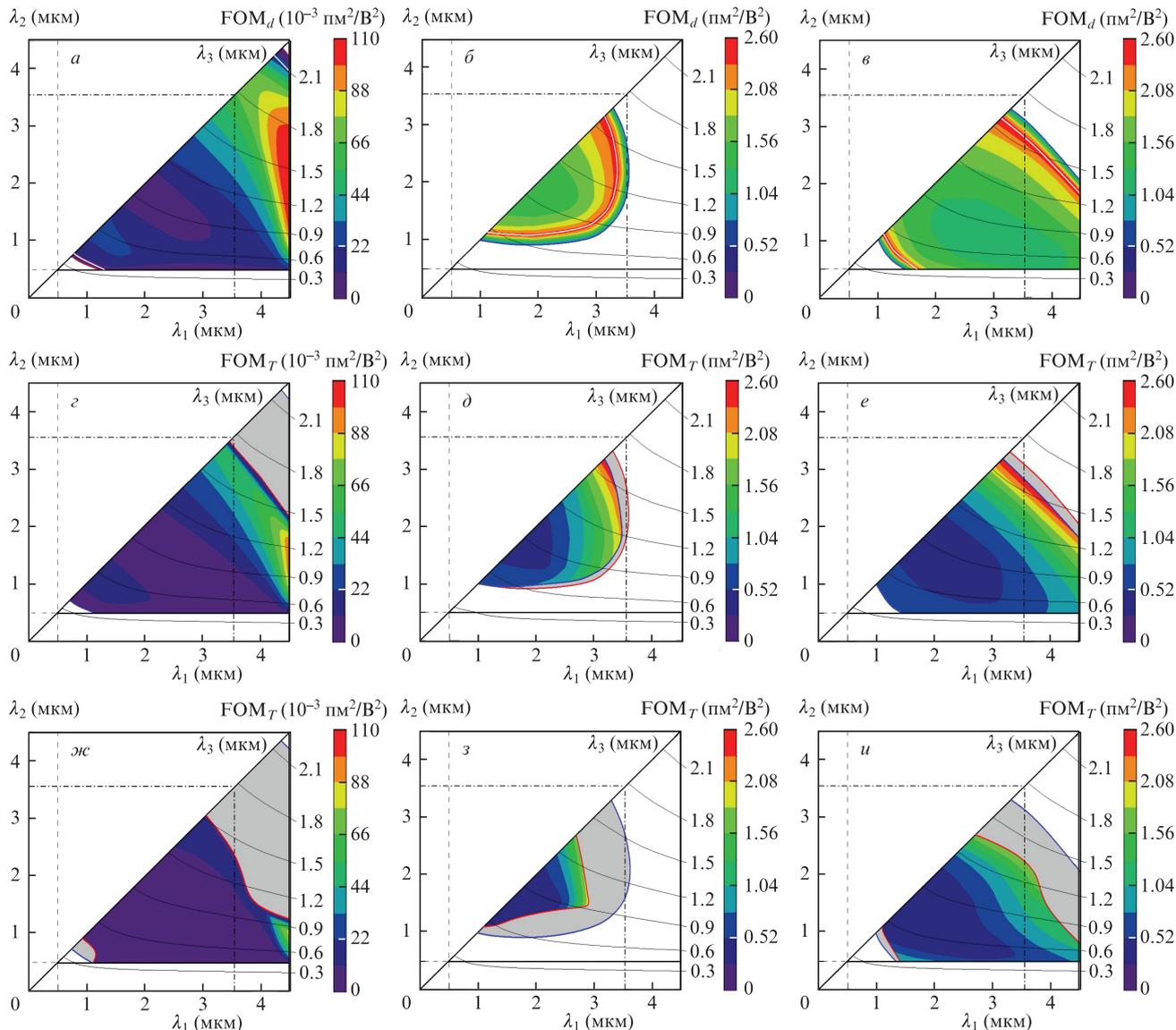


Рис.5. Распределения FOM для ssf- (а, з, ж), sff- (б, д, з) и fsf-типов (в, е, и) синхронизма с максимальной величиной  $FOM_d$  (а–в) и с величиной  $FOM_T$  вдоль направлений НКТС (з–и) при различных начальных данных для  $n_i(\lambda)$  (2) (а–и) и для  $dn_i(\lambda)/dT$  (3) (з–е) и (4) (ж–и).

$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ ,  $k_j = 2\pi n_j / \lambda_j$ ,  $L$  – длина кристалла), которая соответствует случаю критичного по температуре синхронизма. Это приводит к значительной ошибке в определении температурной ширины и обусловлено следующим. В общем случае выражение для волновой расстройки имеет вид

$$\Delta kL = \sum_m \frac{1}{m!} \frac{d^m \Delta k}{dT^m} \Delta T^m L. \quad (5)$$

Для критичного по температуре синхронизма (при  $d\Delta k/dT \neq 0$  и  $d^m \Delta k/dT^m = 0$ ) величина  $2\Delta T$  линейно зависит от  $L$ . Поэтому приводимая справочная (handbook) величина  $2\Delta T_{hb}$  (в  $^\circ\text{C} \cdot \text{см}$ ) для кристалла длиной 1.0 см связана с измеренным экспериментально (experiment) значением  $2\Delta T_{ex}$ , полученным для кристалла произвольной длины  $L_{ex}$ , равенством  $2\Delta T_{hb} = 2\Delta T_{ex} L_{ex}$ .

Для не критичного по температуре синхронизма  $m$ -го порядка (при  $d\Delta k/dT = 0$  и  $d^m \Delta k/dT^m \neq 0$ ) такая связь описывается выражением  $2\Delta T_{hb} = 2\Delta T_{ex} L_{ex}^{1/m}$ . Величина  $2\Delta T_{hb}$  в этом случае имеет размерность  $^\circ\text{C} \cdot \text{см}^{1/m}$ . Если производные  $d^m \Delta k/dT^m$  различного порядка соизмеримы по величине, что имеет место в некоторых работах, то соотношение длин  $L_{ex}$  и  $L = 1.0$  см будет определяться корнями полиномиального выражения (5) при  $\Delta kL/2 = 0.443\pi$ . В этом случае размерность  $2\Delta T_{hb}$  однозначно определить невозможно.

Например, в работе [9] при ГВГ излучения с  $\lambda = 0.9942$  мкм в кристалле КТР длиной 5 мм экспериментально получена температурная ширина  $350^\circ\text{C}$ . Авторы [9] установили, что синхронизм является критичным по температуре и ширина  $2\Delta T_{hb} = 175^\circ\text{C} \cdot \text{см}$ . Это значение приводится во всех публикациях и справочниках. Характер зависимости эффективности преобразования от температуры [9] показывает, что имел место режим НКТС. Производные разного порядка в (5) дают соизмеримый вклад. При отсутствии данных о производных второго и более высоких порядков для  $dn_i(\lambda)/dT$  нельзя определить температурную ширину синхронизма при  $L = 1.0$  см. В этом случае необходимо приводить значения измеренной температурной ширины и длины кристалла ( $2\Delta T_{ex}$  при  $L_{ex}$ ). Результаты расчетов температурных ширин  $2\Delta T_{hb}$  с использованием данных для производных первого порядка  $dn_i(\lambda)/dT$  в режиме НКТС нельзя сравнивать с измеренными значениями  $2\Delta T_{ex}$ . При неполноте данных для  $dn_i(\lambda)/dT$  в случае режима НКТС можно добиваться согласия не по величинам  $2\Delta T$ , а по направлениям фазового синхронизма, вдоль которых этот режим реализуется.

Из представленных выше результатов можно сделать следующий общий вывод. В настоящее время производителями кристаллов КТР используются разные технологии выращивания и их модификации. В большинстве случаев это раствор-расплавная технология. Применяются самые разные растворители и кристаллизаторы. В этом случае различие в углах синхронизма для разных процессов преобразования частоты может достигать десяти и более градусов. Выращивают также смешанные кристаллы (Rb:КТР, Nb:КТР, Cs:КТР и др.). Конкретные технологии выращивания являются know-how производителей. Публикуемые экспериментально изме-

ренные значения температурных ширин синхронизма получены для кристаллов, выращенных по различным технологиям. При таком различии параметров для каждой технологии необходимы свои аппроксимирующие выражения для  $n_i(\lambda)$  и  $dn_i(\lambda)/dT$ . Единые и универсальные зависимости для однородных и смешанных кристаллов определить не удастся. Для однородных сред наиболее точные выражения, описывающие термооптические параметры кристалла КТР  $dn_i(\lambda)/dT$ , которые позволяют выполнять расчеты температурных ширин синхронизма и некритичных по температуре процессов, приведены в [6] (выражения (3)) в сочетании с данными для показателей преломления  $n_i(\lambda)$  из [5] (выражения (2)).

В заключение необходимо отметить, что в работе [17] представлены результаты исследования функциональных возможностей кристалла КТР и его изоморфов (RTA, RTP, KTA, STA) в диапазоне их прозрачности для всех задач преобразования частоты. Результаты приведены для максимальной величины коэффициента эффективной нелинейности вдоль направлений фазового синхронизма, а также вдоль направлений НКТС. Для кристалла КТР использовались данные для  $dn_i(\lambda)/dT$  из [6]. Если для этого кристалла процессы преобразования с НКТС возможны в широком диапазоне длин волн, то для КТА диапазон существенно меньше. Для кристалла STA процесс с НКТС не может быть получен. Результаты, представленные на рис.5, показывают, что необходима ревизия данных для  $dn_i(\lambda)/dT$  всех кристаллов указанной группы.

- Zumsteg F.C., Bierlein J.D., Gier T.E. *J. Appl. Phys.*, **47**, 4980 (1976).
- Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (Springer-Verlag, 2005).
- Chen Q., Risk W.P. *Electron. Lett.*, **30**, 1516 (1994).
- Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1137 (1991).
- Kato K., Takaoka E. *Appl. Opt.*, **41**, 5040 (2002).
- Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1974 (1992).
- Гармаш В.М., Ермаков Г.А., Павлова Н.И., Тарасов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 1222 (1986) [*Sov. Tech. Phys. Lett.*, **12**, 505 (1986)].
- Гармаш В.М. Частное сообщение (2005).
- Risk W.P., Payne R.N., Lenth W., Harder C., Meier H. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1179 (1989).
- Fan T.Y., Huang C.E., Hu B.Q., Eckardt R.C., Fan Y.X., Byer R.L., Feigelson R.S. *Appl. Opt.*, **26**, 2390 (1987).
- Kishimoto T., Imamura K., Ito M. *Proc. Autumn Meet. Japan Soc. Appl. Phys. (JSAP)* (Tokyo, 1991).
- Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **25**, 963 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 937 (1998)].
- Shen H.Y., Zhou Y.P., Lin W.X., Zeng Z.D., Zeng R.R., Yu G.F., Huang C.H., Jiang A.D., Jia S.Q., Shen D.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 48 (1992).
- Ou Z.Y., Pereira S.F., Polzik E.S., Kimble H.J. *Opt. Lett.*, **17**, 640 (1992).
- Абросимов С.А., Гречин С.Г., Кочиев Д.Г., Маклакова Н.Ю., Семенов В.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 643 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 643 (2001)].
- Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1137 (1991).
- Gagarskiy S., Grechin S., Druzhinin P., Kato K., Kochiev D., Nikolaev P., Umemura N. *Crystals*, **8**, 386 (2018).
- Андреев Ю.М., Арапов Ю.Д., Гречин С.Г., Касьянов И.В., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **46**, 995 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 995 (2016)].