

Дисперсия не критичных по температуре преобразования частоты и двулучепреломления в двухосных оптических кристаллах

С.Г.Гречин, В.Г.Дмитриев, В.А.Дьяков, **В.И.Прялкин**

Рассматривается дисперсия не критичных по температуре преобразования частоты (фазового синхронизма) и двулучепреломления в двухосных кристаллах. На примере кристалла КТР оценивается возможность одновременной реализации этих процессов при ГВГ.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, преобразование частоты, синхронизм, двулучепреломление, температурная ширина синхронизма.

1. Введение

При создании твердотельных лазеров с внерезонаторной и внутррезонаторной генерацией второй гармоники (ГВГ), обладающих высокой средней плотностью мощности лазерного излучения, остро стоит проблема уменьшения влияния тепловых самовоздействий на процесс преобразования частоты. В наших работах [1, 2] сообщалось о реализации не критичного по температуре фазового синхронизма (НКТФС) при внерезонаторной ГВГ излучения лазера на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ в кристалле КТР. Экспериментально была получена ширина температурной кривой (так называемая температурная ширина) синхронизма, равная 210°C для кристалла длиной 7.7 мм с ориентацией не в главных плоскостях кристалла.

При внерезонаторной ГВГ деполяризация основного излучения, которая имеет место для второго типа взаимодействия (sff-типа), не влияет на процесс преобразования частоты. Вопрос о деполяризации является важным при внутррезонаторной ГВГ. При генерации линейно поляризованного излучения необходимо использование внутррезонаторного поляризатора (в случае активного элемента с изотропными усилительными свойствами) или активного элемента с анизотропией усиления. И в том и в другом случае деполяризация основного лазерного излучения в нелинейном кристалле преобразователя частоты приводит к уменьшению эффективности преобразования (см., напр., [3, 4]).

В работах [5, 6] представлены результаты исследований не критичного по температуре двулучепреломления (НКТД). В [5] для кристалла КТР длиной 5.9 мм в этом режиме получена ширина температурной кривой двулучепреломления более 160°C . В [6] для кристалла LBO длиной 5.4 мм получена температурная ширина кривой более 60°C .

Вопрос об одновременной реализации не критичных по температуре фазового синхронизма и двулучепреломления важен для многих задач лазерной физики и нелинейной оптики в том случае, когда наряду с термостабильностью фазового синхронизма (ФС) необходимо обеспечить и термостабильность двулучепреломления. В настоящей работе представлены результаты исследований дисперсии указанных процессов и рассматривается вопрос о возможности одновременной их реализации. Рассмотрение проводится для коллинеарного синхронизма двух типов (ssf и sff) в двухосных кристаллах.

2. Не критичный по температуре фазовый синхронизм

Температурная зависимость волновой расстройки $\Delta k(T)$ при преобразовании частоты с точностью до третьей температурной производной имеет следующий вид:

$$\Delta k(T) = \Delta k(T_0) + \left. \frac{d(\Delta k)}{dT} \right|_{T_0} \Delta T + \left. \frac{d^2(\Delta k)}{dT^2} \right|_{T_0} \Delta T^2 + \dots$$

$$= \Delta k(T_0) + \delta k(\Delta T), \quad (1)$$

где член $\Delta k(T_0)$ описывает волновую расстройку при некоторой исходной (например, комнатной) температуре, а член $\delta k(\Delta T)$ – изменение полной волновой расстройки $\Delta k(T)$ при изменении температуры кристалла. Наиболее полно свойства НКТФС можно описать, определив по отдельности угловые зависимости каждого из слагаемых в последнем равенстве (1) [7]. В пространстве углов θ и φ направления, в которых $\Delta k(T_0) = 0$, определяют направления ФС [8, 9]; при этом температура T_0 является температурой синхронизма. Те направления, в которых $\delta k(\Delta T) = 0$, будем называть направлениями не критичного по температуре взаимодействия (НКТВ). В этих направлениях разность фаз взаимодействующих волн не меняется при изменении температуры. Для направлений НКТВ в общем случае условие ФС не выполняется. Те направления, в которых одновременно имеют место равенства нулю $\Delta k(T_0)$ и $\delta k(\Delta T)$, являются направлениями НКТФС.

С.Г.Гречин. НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: gera@bmstu.ru

В.Г.Дмитриев. ФГУП «НИИ "Полус" им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: vgdmitr@orc.ru

В.А.Дьяков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dva@crystal.ilc.msu.ru

Выражения для температурной зависимости волновой расстройки при ГВГ для ssf- и sff-взаимодействий имеют соответственно следующий вид:

$$|\delta k(\Delta T)| = \frac{2\pi}{\lambda_{10}} \left[2 \left(\frac{dn_{2of}}{dT} - \frac{dn_{os}}{dT} \right) \Delta T + \left(\frac{d^2 n_{2of}}{dT^2} - \frac{d^2 n_{os}}{dT^2} \right) \Delta T^2 + \dots \right], \quad (2a)$$

$$|\delta k(\Delta T)| = \frac{2\pi}{\lambda_{10}} \left[\left(2 \frac{dn_{2of}}{dT} - \frac{dn_{os}}{dT} - \frac{dn_{of}}{dT} \right) \Delta T + \frac{1}{2} \left(2 \frac{d^2 n_{2of}}{dT^2} - \frac{d^2 n_{os}}{dT^2} - \frac{d^2 n_{of}}{dT^2} \right) \Delta T^2 + \dots \right], \quad (2б)$$

где λ_{10} – длина волны основного излучения в вакууме; n_{ij} – показатели преломления взаимодействующих волн в направлении, характеризующемся углами θ, φ ; $i = \omega, 2\omega$; $j = s, f$. Температурные производные показателей преломления взаимодействующих волн

$$\frac{\partial n_{ij}}{\partial T} = \frac{n_{ij}^3}{4} \left[\frac{\partial B_i}{\partial T} \pm \left(B_i \frac{\partial B_i}{\partial T} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial T} \right) (B_i^2 - 4C_i)^{-1/2} \right], \quad (3)$$

где знак плюс относится к f-компоненте, а знак минус – к s-компоненте;

$$\frac{\partial B_i}{\partial T} = -p_x^2 \left(\frac{\partial b_i}{\partial T} + \frac{\partial c_i}{\partial T} \right) - p_y^2 \left(\frac{\partial a_i}{\partial T} + \frac{\partial c_i}{\partial T} \right) - p_z^2 \left(\frac{\partial a_i}{\partial T} + \frac{\partial b_i}{\partial T} \right); \quad (4)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial T} = p_x^2 \left(b_i \frac{\partial c_i}{\partial T} + c_i \frac{\partial b_i}{\partial T} \right) + p_y^2 \left(a_i \frac{\partial c_i}{\partial T} + c_i \frac{\partial a_i}{\partial T} \right) + p_z^2 \left(a_i \frac{\partial b_i}{\partial T} + b_i \frac{\partial a_i}{\partial T} \right); \quad (5)$$

$$a_i = \frac{1}{n_{ix}^2}; \quad b_i = \frac{1}{n_{iy}^2}; \quad c_i = \frac{1}{n_{iz}^2}; \quad (6)$$

$$p_x = \sin \theta \cos \varphi; \quad p_y = \sin \theta \sin \varphi; \quad p_z = \cos \theta. \quad (7)$$

Таким образом, температурные производные показателей преломления взаимодействующих волн в (2) зависят от углов θ и φ , главных значений показателей преломления n_{ik} ($k = x, y, z$) и от их температурных производных. В пространстве углов θ и φ направления, в которых $\delta k(\Delta T) = 0$, образуют конические поверхности, подобно направлениям ФС [8, 9]. Температурные производные в (2) равны температурным производным главных значений показателей преломления только в направлениях главных осей кристаллооптической системы. Использование этого факта позволяет определить условия существования НКТВ. Условия наличия направлений НКТВ в главных плоскостях двухосного кристалла (xy, xz, yz) для так называемой оптической установки кристалла (т.е. для такого выбора осей x, y, z , для которого оптические оси лежат в плоскости xz) при $n_z > n_y > n_x$ приведены в табл.1. Отметим, что если с помощью такой установки соотношения главных значений показателей преломления становятся вполне определенными ($n_z > n_y > n_x$ или $n_x > n_y > n_z$), то аналогичная определенность для соотношения их температурных производных не выполняется. Конус направлений может иметь биссектрисой любую из координатных осей кристалла. Все возможные конфигурации направлений НКТВ приведены на рис.1 (засечки показывают направление оптической оси [8, 9]).

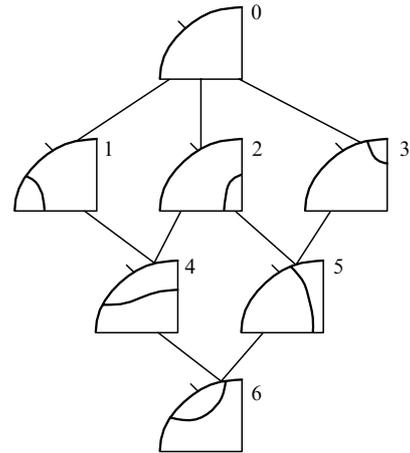


Рис.1. Диаграмма направлений НКТВ.

Табл.1.

Плоскость	Условия существования	
	для ssf-взаимодействия	для sff-, fsf-взаимодействий
xy	$\left(\frac{dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) < 0$	$\left(\frac{2dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{2dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) < 0$
yz	$\left(\frac{dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) < 0$	$\left(\frac{2dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{2dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) < 0$
$xz (\theta > V_z)$	$\left(\frac{dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} \right) < 0$	$\left(\frac{2dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} \right) \left(\frac{2dn_{2\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} \right) < 0$
$xz (\theta < V_z)$	$\left(\frac{dn_{2\omega z}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) < 0$	$\left(\frac{2dn_{2\omega z}}{dT} - \frac{dn_{\omega z}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) \left(\frac{2dn_{2\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega x}}{dT} - \frac{dn_{\omega y}}{dT} \right) < 0$

Примечание: V_z – угол до оптической оси.

Поскольку в большинстве случаев данные о вторых температурных производных коэффициентов преломления в литературе отсутствуют, в выражении (1) при расчетах мы пренебрегли второй производной по температуре и ввели температурную ширину взаимодействия, определяемую традиционно в приближении заданного поля в виде

$$2\Delta T = 2\pi \left\{ L_{cr} \frac{d[\delta k(\Delta T, \theta, \varphi)]}{dt} \right\}^{-1}, \quad (8)$$

где L_{cr} – длина кристалла. При этом максимум распределения температурной ширины будет соответствовать направлениям НКТВ.

На рис.2 в координатах θ, φ представлены распределения температурных ширин НКТВ (проекция трехмерного температурного распределения, области которого отличаются последовательно на 10 % от максимального значения 500 °С) и направлений ФС (кривые белого цвета) для второго типа взаимодействия (sff) в кристалле КТР в диапазоне длин волн 0.7–1.205 мкм. При проведении расчетов использовались уравнения Селмейера (Sellmeier) из [10] и температурные производные показателей преломления из [11]. Поскольку в расчете вторые температурные производные показателей преломления не учитывались, то максимальная температурная ши-

рина НКТВ была равна бесконечности (области белого цвета на рис.2). Учет вторых температурных производных приведет к конечному значению температурной ширины взаимодействия.

На длине волны основного излучения 0.7 мкм, соответствующей границе прозрачности кристалла КТР на длине волны второй гармоники, направления НКТВ образуют конус (рис.2,а), биссектрисой которого является ось z . Фазовый синхронизм при этом отсутствует. При увеличении длины волны основного излучения конус направлений НКТВ стягивается к оси y , вырождаясь в нее на длине волны 1.205 мкм (рис.2,е). В соответствии с рис.1 в рассматриваемом диапазоне длин волн в кристалле КТР для sff-взаимодействия имеют место переходы 4–2–0 [8, 9].

Фазовый синхронизм появляется на длине волны 0.994 мкм вдоль оси y ($\varphi = \theta = 90^\circ$) (рис.2,б), при этом кривая ФС не пересекается с конусом направлений НКТВ. При дальнейшем увеличении длины волны излучения конус направлений ФС с биссектрисой вдоль оси y расширяется. Пересечение конусов направлений ФС и НКТВ происходит на длине волны основного излучения 1.0265 мкм в плоскости xy ($\varphi_{phm} = 51^\circ$) (рис.2,в) и на длине волны 1.0967 мкм в плоскости yz ($\theta_{phm} = 65^\circ$) (рис.2,д). В обоих случаях в кристалле реализуется не только НКТФС, но и не критичный по углу синхронизм. Наиболее близкими к 1.0265 мкм являются длины волн генерации лазеров на $Yb^{3+} : KYW$ (1.023 мкм), $Yb^{3+} : KGW$ (1.025 мкм) и $Yb^{3+} : YAG$ (1.030 мкм). На длине волны 1.0265 мкм угловые ширины синхронизма (вне кристалла) $2\Delta\varphi = 40' \cdot \text{см}$, $2\Delta\theta = 4^\circ 33' \cdot \text{см}^{1/2}$. Случаю, соответствующему рис.2,д, наиболее близка длина волны излучения лазера на $Nd^{3+} : YAP$ (1.0796 мкм). При этом режим НКТФС не реализуется полностью, но тем не менее температурная ширина синхронизма составляет весьма большую величину порядка 180 °С. На длине волны 1.064 мкм $Nd^{3+} : YAG$ -лазера пересечение конусов направлений ФС и НКТВ имеет место при $\theta_{phm} = 67^\circ$ и $\varphi_{phm} = 71^\circ$ [1, 2]. В этом направлении синхронизм является критичным по обоим углам. Таким образом, мы установили, что в кристалле КТР НКТВ существует в диапазоне длин волн 0.7 – 1.205 мкм, а НКТФС – в диапазоне 1.0265 – 1.0967 мкм.

Аналогичный характер имеют изменения ФС и НКТВ в кристалле КТР и для первого типа синхронизма (ssf). Однако в главных плоскостях кристалла (xy и yz) коэффициент эффективной нелинейности d_{eff} тождественно равен нулю. В области максимального значения d_{eff} при $\theta_{phm} = 47.7^\circ$ и $\varphi_{phm} = 41.8^\circ$ НКТФС реализуется на длине волны 1.012 мкм.

Очевидно, что режим НКТФС имеет место и при других типах нелинейно-оптического взаимодействия: при генерации суммарной и разностной частот и параметрической генерации света. На рис.3 приведены зависимости сигнальной (λ_1) и холостой (λ_2) длин волн параметрической генерации света, при которых НКТФС существует в главных плоскостях кристалла КТР (при одновременной реализации не критичного по углу синхронизма). Видно, что практически во всем диапазоне прозрачности кристалла могут быть реализованы генерация суммарной и разностной частот или параметрическая генерация света. Эти результаты следует считать предварительными, что связано с неточными данными о температурных производных показателей преломления.

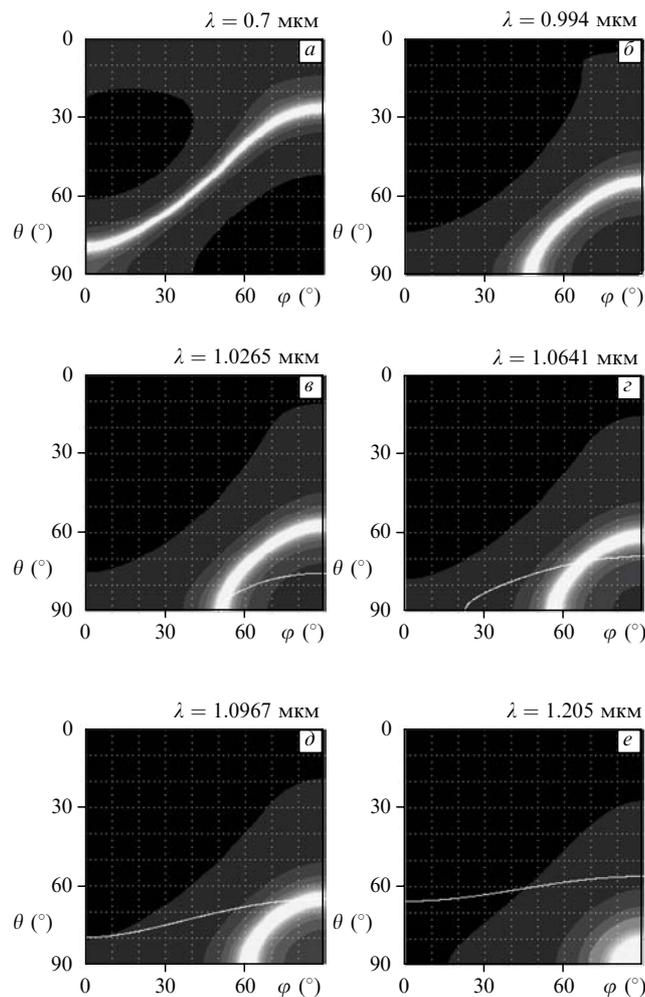


Рис.2. Распределения направлений ФС (белые кривые) и НКТВ (области белого цвета) для sff-взаимодействия в кристалле КТР для различных длин волн.

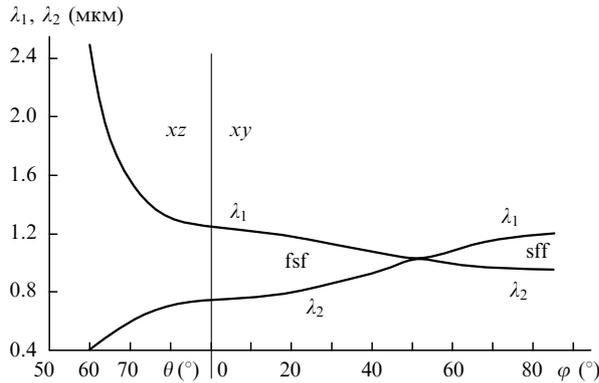


Рис.3. Комбинации длин волн при параметрической генерации света в главных плоскостях кристалла КТР для НКТФС.

3. Некритичное по температуре двулучепреломление

Как указывалось выше, внутриврезонаторная деполяризация основного излучения при использовании второго типа синхронизма (sff) может сильно влиять на эффективность внутриврезонаторной ГВГ. Температурная зависимость волновой расстройки имеет вид, аналогичный формуле (2а):

$$|\delta k(\Delta T)| = \frac{2\pi}{\lambda_{10}} \left[2 \left(\frac{dn_{of}}{dT} - \frac{dn_{os}}{dT} \right) \Delta T + \left(\frac{d^2 n_{of}}{dT^2} - \frac{d^2 n_{os}}{dT^2} \right) \Delta T^2 + \dots \right] \quad (9)$$

Направления НКТД, как и направления НКТВ, образуют в пространстве углов θ и φ конические поверхности, которые пересекаются с главными плоскостями кристалла. Существование таких направлений определяется условиями, связывающими температурные производные для главных значений показателей преломления в главных плоскостях кристалла (табл.2). Из табл.2 следует, что одно из направлений НКТД всегда будет находиться в одной из главных плоскостей кристалла (xy , yz или xz). Будем называть это направление главным.

Другими направлениями, в которых равны температурные производные показателей преломления, являются направления оптических осей. Действительно, по определению, в направлении оптической оси при любой температуре показатели преломления взаимодействующих волн равны. Отсюда следует, что в направлении оптической оси будут равны и температурные производные, причем не только первого, но и более высоких порядков. Данное направление будем называть сопряженным.

Табл.2.

Плоскость	Условия существования для sff-взаимодействия
xy	$\left(\frac{dn_{ox}}{dT} - \frac{dn_{oz}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{oy}}{dT} - \frac{dn_{oz}}{dT} \right) < 0$
yz	$\left(\frac{dn_{oz}}{dT} - \frac{dn_{ox}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{oy}}{dT} - \frac{dn_{ox}}{dT} \right) < 0$
xz	$\left(\frac{dn_{ox}}{dT} - \frac{dn_{oy}}{dT} \right) \left(\frac{dn_{oz}}{dT} - \frac{dn_{oy}}{dT} \right) < 0$

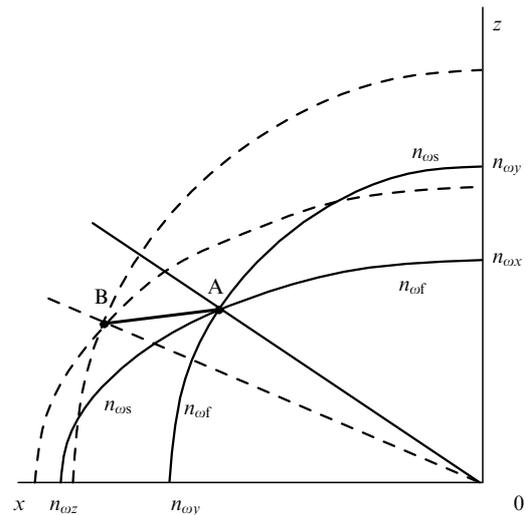


Рис.4. Характеристические поверхности в плоскости xz .

При этом само положение оптических осей кристалла при изменении температуры также изменяется. Сказанное выше иллюстрируется рис.4 для оптической установки кристалла при $n_z > n_y > n_x$. Сплошными линиями показаны угловые зависимости показателей преломления (n_{oi}) в плоскости xz при температуре T_0 (в исходном состоянии), штриховыми – при температуре T' ($T' > T_0$ и $dn_{oi}/dT > 0$). При нагревании кристалла изменяется положение оптической оси (переход от точки А к точке В). Качественное различие двух направлений НКТД (вдоль главного и сопряженного направлений) состоит в том, что главное направление не изменяется при изменении температуры, а в сопряженном направлении происходит поворот направления НКТД. Рабочим, очевидно, является главное направление.

Все сказанное выше справедливо и для производных по длине волны излучения – направление оптической оси является направлением взаимодействия, некритичного по длине волны. В главных плоскостях кристалла также существуют направления некритичных по длине волны взаимодействий. Условия существования их определяются соотношениями, приведенными в табл.2 при замене T на λ .

В двухосных кристаллах возможны четыре основные конфигурации распределений направлений, в которых разность температурных производных показателей преломления равна нулю, т. е. реализуется НКТД. На рис.5 представлена диаграмма, соответствующая всем возможным распределениям направлений НКТД [8,9]. В вырожденном случае (диаграмма 0 на рис.5) направление НКТД совпадает с направлением оптической оси. Но этот вариант может быть реализован только при определенных значениях температуры кристалла и длины волны излучения.

Рассмотрим возможные реализации НКТД на примере кристалла КТР. На рис.6 приведены распределения направлений НКТД для различных длин волн излучения. Соотношения температурных производных показателей преломления в этом кристалле таковы, что во всем диапазоне прозрачности направления НКТД лежат в плоскости xz . Верхние точки всех кривых соответствуют оптической оси кристалла. С ростом длины волны угол как между оптическими осями, так и между оптической осью (сопряженным направлением) и главным направлением

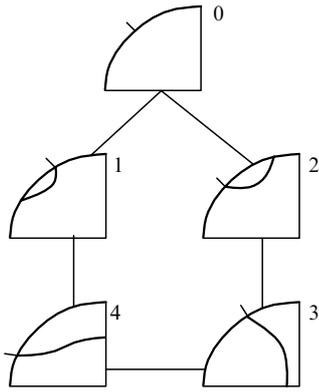


Рис.5. Диаграмма направлений НКТД в кристалле КТР.

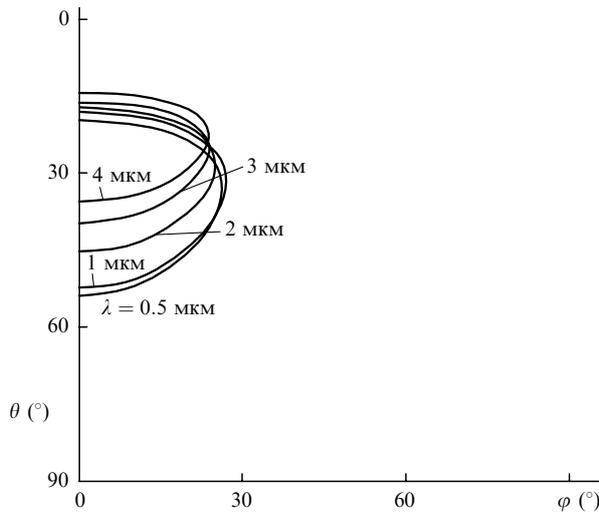


Рис.6. Распределения направлений НКТД для различных длин волн в кристалле КТР.

НКТД уменьшается, т. е. конус направлений НКТД меняет свою форму и поворачивается по направлению к оси z . Из рис.6 следует, что конусы направлений при различных длинах волн пересекаются. Это означает, что существуют такие направления, в которых режим НКТД реализуется в широком диапазоне длин волн, т. е. может быть реализован одновременно и режим не критичного по длине волны двулучепреломления.

4. Одновременная реализация НКТФС и НКТД

Рассмотрим возможность одновременной реализации НКТФС и НКТД для второго типа синхронизма в двухосном кристалле. Из выражений (2б) и (9) следует, что при этом должны иметь место следующие равенства:

$$\frac{dn_{2of}}{dT} = \frac{dn_{os}}{dT} = \frac{dn_{of}}{dT}. \quad (10)$$

Из (10) получаем, что для одновременной реализации НКТД и НКТФС необходимо либо отсутствие дисперсии температурной производной для f -волны, либо равенство температурных производных для f -волны на частотах ω и 2ω .

Второе равенство в (10) соответствует режиму НКТД. Необходимо отметить, что в двухосных кристаллах ре-

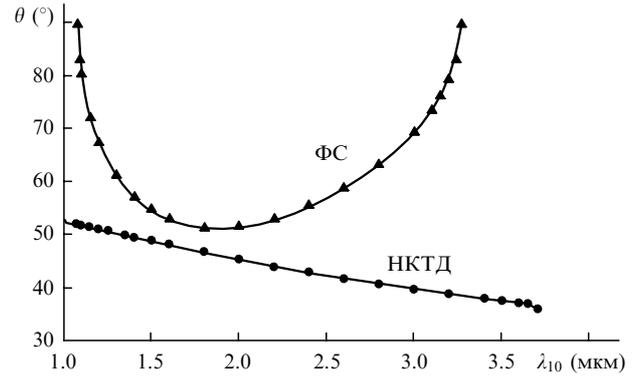


Рис.7. Дисперсионные зависимости направлений ФС и НКТД в плоскости xz в кристалле КТР.

жим НКТД всегда имеет место. Это следует из того, что одним из направлений конуса направлений НКТД является оптическая ось кристалла, т. к. вдоль нее показатели преломления n_s и n_f равны при любой температуре. В вырожденном случае конус направлений НКТД стягивается в одно направление – оптическую ось. Возможность реализации НКТФС определяется более сложным соотношением температурных производных показателей преломления и самих показателей преломления взаимодействующих волн, так что в общем случае режим НКТФС существует далеко не всегда.

На рис.7 приведены зависимости углов ФС и НКТД в плоскости xz для кристалла КТР от длины волны основного излучения. Видно, что во всем диапазоне длин волн кривые не пересекаются, т. е. направлений, для которых имеет место НКТД вдоль направления ФС, не существует. Расстояние между кривыми минимально в диапазоне длин волн 1.6 – 1.8 мкм. На этих длинах волн, очевидно, реализуется максимальная температурная ширина кривой двулучепреломления, но отсутствуют как НКТВ, так и НКТФС (см. рис.2,е).

К сожалению, для подавляющего большинства нелинейных кристаллов нет данных о дисперсии температурных производных показателей преломления. Это не позволяет провести численный расчет для всех существующих кристаллов. Однако, как это следует из представленных выше результатов, одновременная реализация НКТФС и НКТД, в принципе, возможна, что представляется весьма важным для повышения эффективности внутрирезонаторной ГВГ при изменении температуры.

Необходимо также отметить, что в случае, когда одновременно реализуются режимы НКТФС и НКТД, невозможно обеспечить температурную подстройку направлений ФС и двулучепреломления, как это нередко используется на практике. Такие настройки можно осуществить по углу, электрооптически или при приложении к кристаллу механических напряжений.

5. Заключение

В работе исследована дисперсия не критичных по температуре фазового синхронизма и двулучепреломления в двухосных кристаллах. Конкретные расчеты выполнены для кристалла КТР. Показано, что режимы не критичных по температуре взаимодействия и фазового синхронизма в кристалле КТР реализуются соответственно в диапазонах 0.7 – 1.205 мкм и 1.0265 – 1.0967 мкм при специальных ориентациях кристалла (не в его главных плоскостях). Ре-

жим НКТФС может быть также реализован в кристалле КТР в диапазоне длин волн 0.4–2.4 мкм для генерации суммарной или разностной частот и параметрической генерации света. Режим НКТД в двухосных кристаллах реализуется всегда (вдоль оптических осей кристалла, а также в одной из главных плоскостей). Однако одновременная реализация НКТФС и НКТД в кристалле КТР, что было бы весьма желательным для повышения эффективности внутрирезонаторной ГВГ, для длин волн неодимовых лазеров невозможна. Для нахождения кристаллов и длин волн лазерного излучения, для которых НКТФС и НКТД реализуются одновременно, необходимы точные данные о дисперсии температурных производных показателей преломления в диапазоне прозрачности кристалла.

Все результаты расчетов были получены с использованием справочно-расчетного программного комплекса LID-FC (<http://www.bmstu.ru/~lid>).

1. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **25**, 963 (1998).
2. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **26**, 77 (1999).
3. Chee J.K., Choi B.S. *Opt. Commun.*, **118**, 289 (1995).
4. Sasaki T., Kojima T., Yokotani A., Oguri O., Nakai S. *Opt. Lett.*, **16**, 1665 (1991).
5. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **30**, 1 (2000).
6. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **30**, 285 (2000).
7. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Изв. АН РФ. Сер. физич.*, **66**, 1103 (2002).
8. Hobden M.V. *Appl. Phys.*, **38**, 4365 (1967).
9. Гречин С.Г., Гречин С.С., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 377 (2000).
10. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1137 (1991).
11. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1974 (1992).