

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ, УГЛОВЫХ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ HfO_3 , LiIO_3 , CDA , DKDP , KDP , ADP ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ И ЧЕТВЕРТОЙ ГАРМОНИК

Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов и А. Г. Калинин

Исследованы дисперсия направления синхронизма, угловая и спектральная ширина синхронизма при генерации второй гармоники неодимового лазера в кристаллах HfO_3 , LiIO_3 , DKDP и CDA и четвертой гармоники в KDP и ADP . Для кристаллов LiIO_3 и CDA измерена температурная производная угла синхронизма. Исследовано пространственное распределение процессов удвоения и сложения частотных компонент при генерации второй гармоники монохроматического излучения лазера в кристаллах KDP и HfO_3 .

В последнее время широкое распространение получил ряд новых нелинейных кристаллов, обладающих большой величиной нелинейности [1, 2]. К ним относятся кристаллы HfO_3 и LiIO_3 . Представляют интерес для целей генерации оптических гармоник также кристаллы CDA , обладающие большой угловой шириной синхронизма [3, 4], и DKDP , имеющие малый коэффициент поглощения на длине волны излучения неодимового лазера.

Однако целесообразность использования этих кристаллов для эффективной генерации гармоник определяется не только величинами нелинейности и угловой ширины синхронизма. Значительное влияние на эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) оказывает величина дисперсии направления синхронизма $d\theta/d\lambda$, которая определяет спектральную ширину синхронизма и характеризует угловое распределение гармоники при монохроматическом возбуждении. Важна также величина температурной производной угла синхронизма $d\theta/dT$ (вблизи температуры кристалла, при которой осуществляется синхронизм). Эта производная определяет температурную ширину синхронизма, характеризует требования к температурной стабилизации кристалла в процессе генерации гармоник.

Ранее нами была предложена методика экспериментального исследования дисперсии $d\theta/d\lambda$, основанная на возбуждении гармоники сильно расходящимся лазерным пучком [5]. Угловая структура преобразованного излучения содержит при этом ряд максимумов, соответствующих направлениям синхронизма удвоения и сложения лазерных частот, которые весьма сложно идентифицируются [6].

В настоящем сообщении предлагается усовершенствованный метод исследования спектральных характеристик нелинейных кристаллов, который позволяет однозначно идентифицировать направления синхронизма удвоения и сложения. Для реализации метода специально разработан двухчастотный лазер на неодимовом стекле, излучающий две ортогонально поляризованные спектральные компоненты с шириной линии не более 0.005 Å. Спектральный интервал между компонентами плавно регулируется в пределах от 0 до 200 Å, а временной интервал — в пределах от 0 до 200 мксек. [7].

Таблица 1

λ , МКМ	n^e	n^o	λ , МКМ	n^e	n^o
0.405	1.7824	—	1.4	1.7118	1.8501
0.436	1.7703	1.9278	1.5	1.7108	1.8486
0.486	1.7565	1.9096	1.6	1.7098	1.8472
0.546	1.7455	1.8950	1.7	1.7090	1.8459
0.588	1.7400	1.8878	1.8	1.7082	1.8447
0.656	1.7332	1.8789	1.9	1.7074	1.8436
0.7	1.7300	1.8746	2.0	1.7066	1.8424
0.766	1.7261	1.8694	2.1	1.7059	1.8412
0.8	1.7245	1.8673	2.2	1.7052	1.8401
0.863	1.7220	1.8640	2.3	1.7045	1.8389
0.9	1.7207	1.8623	2.4	1.7038	1.8377
1.0	1.7180	1.8587	2.5	1.7030	1.8366
1.1	1.7160	1.8559	2.6	1.7022	1.8353
1.2	1.7143	1.8536			
1.3	1.7130	1.8517			

Такой лазер позволил расширить диапазон измеряемых величин $d\theta/d\lambda$, а в случае рассинхронизованных во времени компонент лазерного излучения позволил однозначно идентифицировать направления синхронизма удвоения и сложения.

При использовании двухчастотного лазера были измерены величина дисперсии $d\theta/d\lambda$, а также угловая и спектральная ширины синхронизма $\delta\alpha$ и $\delta\lambda$ при ГВГ излучения неодимового лазера в кристаллах LiIO_3 , LiJO_3 , DKDP и CDA. Для кристаллов LiIO_3 и CDA по ранее предложенной методике [8] измерена также величина $d\theta/dT$.

Сравнение экспериментальных результатов с теоретически рассчитанными было проведено для кристалла LiIO_3 , для чего были измерены показатели преломления волн различных поляризаций в широком диапазоне длин волн (табл. 1).

На рис. 1 приведены результаты машинного расчета зависимостей от длины волны угла синхронизма θ , дисперсии направления синхронизма $d\theta/d\lambda$ и параметра K , определяющих угловую и спектральную ширину синхронизма ($\delta\alpha = 5.56/Kl$, $\delta\lambda = 5.56/K \frac{d\theta}{d\lambda} l$).

При расчетах использовалось известное выражение для θ [9], дисперсия $d\theta/d\lambda$ рассчитывалась методом численного дифференцирования, а для параметра K было получено следующее выражение (для $oo-e$ -взаимодействия):

$$K = \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{n_1^o}{n_2^o n_3^e} \sqrt{[(n_1^o)^2 - (n_2^e)^2] [(n_2^o)^2 - (n_1^o)^2]}. \quad (1)$$

Здесь λ_1 — длина волны возбуждающего излучения, n_1^o , n_2^o , n_3^e главные значения показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн основной частоты и гармоники.

Методом генерации четвертой гармоники излучения двухчастотного неодимового лазера (каскадное умножение частоты) были измерены также

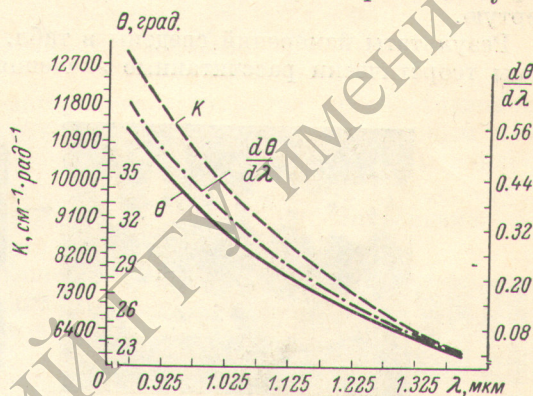


Рис. 1. Зависимость угла синхронизма θ , параметра K и дисперсии направления синхронизма $d\theta/d\lambda$ от длины волны возбуждающего излучения при $oo \rightarrow e$ -взаимодействии в кристалле LiIO_3 .

Таблица 2

Кристалл и взаимодействие	Вид преобразования	$d\theta/d\lambda$, мин./Å	K см ⁻¹ , рад. ⁻¹	$d\theta/dT$, мин./°C	θ , град.	$\delta\alpha$, мин.	$\delta\lambda$, Å
						$l = 1$ см	
LiIO ₃ <i>оое</i>	Генерация второй гармоники	0.3 (0.315)	9050 (9350)	0.47	30 (30.2)	2.1 (2.1)	7.04 (6.7)
NIO ₃ <i>оое</i>		1.0 удв. 0.56 слож.	5020	0.82	24	3.8	3.8
CDA <i>оое</i> ($T=20^\circ\text{C}$)		0.18	474	7.9	87	40.4	224
CDA <i>оое</i> ($T=63^\circ\text{C}$)		1.57	71	44.8	90	282	178
DKDP <i>оое</i>		0.15	1515	0.55	60	12.6	84
KDP <i>оое</i>		0.1 удв. 0.4 слож.	1675	0.5	59.5	11.4	114 удв.
KDP <i>оое</i>	Генерация четвертой гармоники	0.4	3610	—	77	5.3	1.32
ADP <i>оое</i>		5.9	2370	—	81.7	8.1	1.38

параметры $d\theta/d\lambda$ и K процесса преобразования второй гармоники в четвертую.

Результаты измерений сведены в табл. 2. Там же (в скобках) приведены теоретически рассчитанные значения для LiIO₃. Заметим, что все

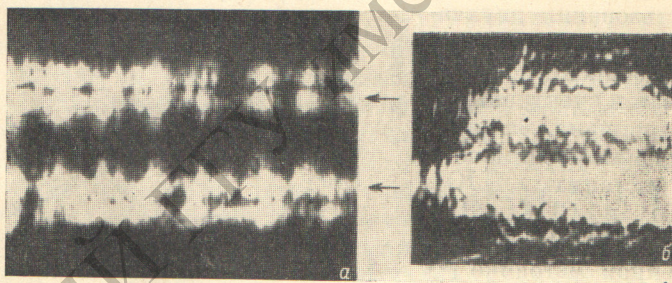


Рис. 2. Угловая структура второй гармоники излучения двухчастотного неодимового лазера, возбуждаемой в кристалле NIO₃ ($l=12$ мм, $оо \rightarrow e$ взаимодействие).

a — частоты синхронизованы во времени, *b* — частоты рассинхронизованы.

характеристики приводятся при их измерении вне кристалла, т. е. с учетом преломления на границе кристалл-воздух.

Анализ приведенных в табл. 2 результатов показывает, что кристалл LiIO₃ обладает весьма узкой угловой и спектральной шириной синхронизма. В то же время, поскольку величина производной $d\theta/dT$ в нем весьма мала (~ 0.3 мин./град.), управлять углом синхронизма и угловой и спектральной шириной синхронизма, изменяя температуру кристалла, не представляется возможным. В кристалле CDA (CsH₂AsO₄) наоборот обнаружена сильная зависимость направления синхронизма от температуры кристалла ($d\theta/dT$ достигает 45 мин./град.) и при 63° C в нем реализован так называемый 90° синхронизм. При этом зарегистрирована рекордно большая угловая и спектральная ширина синхронизма одновременно ($\delta\alpha=282$ мин., $\delta\lambda=178$ Å при $l=1$ см). Для сравнения заметим, что в кристалле LiNbO₃, в котором также осуществим 90° синхронизм, при сравнительно большой угловой ширине синхронизма ($\sim 145'$) спектральная ширина весьма невелика (~ 14.5 Å [8]). Таким образом, кристалл CDA весьма перспективен для генерации второй гармоники сильно расходящихся некогерентных пучков лазера на неодимовом стекле.

Однако ввиду небольшой величины компоненты тензора нелинейной поляризуемости [3] большой к. п. д. преобразования может быть достигнут лишь при относительно большой (порядка 3÷5 см) длине кристалла.

В процессе исследования дисперсии направления синхронизма интересная особенность была обнаружена в кристалле HfO_3 . Ранее было пока-

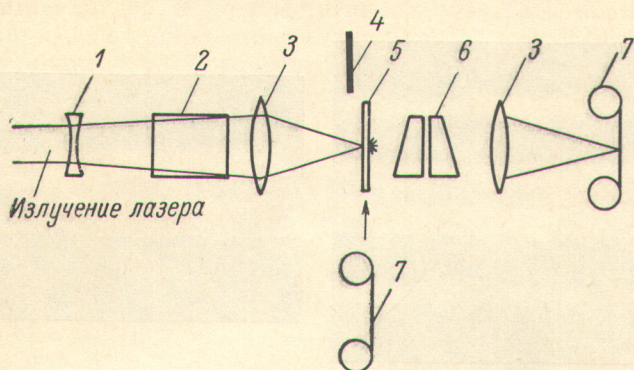


Рис. 3. Экспериментальная установка для исследования угловых и спектральных характеристик второй гармоники.

1 — рассеивающая линза, 2 — нелинейный кристалл, 3 — фокусирующая линза, 4 — маска, 5 — матовая пластинка, 6 — эталон Фабри—Перо, 7 — фотопленка.

зано что при $oe \rightarrow e$ -взаимодействии угловая структура преобразованного излучения, возбуждаемого расходящимся двухчастотным лазерным пучком, состоит из 4 максимумов, соответствующих направлениям синхронизма следующих взаимодействий: $o_{\nu_1}e_{\nu_2} \rightarrow e_{\nu_1+\nu_2}$, $o_{\nu_2}e_{\nu_1} \rightarrow e_{\nu_1+\nu_2}$, $o_{\nu_1}e_{\nu_1} \rightarrow e_{2\nu_1}$, $o_{\nu_2}e_{\nu_2} \rightarrow e_{2\nu_2}$ [6]. При эксперименте с HfO_3 направления синхронизма сложения компонент ν_1 и ν_2 почти совпали с направлениями их удвоения (рис. 2, а) и идентификация наблюдаемых максимумов в угловой структуре требовала дополнительных экспериментов.

Был исследован частотный спектр каждого из двойных максимумов в угловой структуре гармоники. Схема эксперимента показана на рис. 3. Угловое распределение излучения гармоники, возбуждаемой расходящимся пучком двухчастотного лазера с синхронизованными во времени спектральными компонентами, регистрировалось не на фотопленке, как обычно, а на матовой пластинке 5 в фокусе линзы 3. Спектр рассеянного пластинкой излучения регистрировался с помощью эталона Фабри—Перо на фотопленке 7. Поочередно закрывая маской 4 верхний и нижний двойные максимумы углового распределения, получаем картину спектров, показанную на рис. 4. Таким образом, установлено, что каждый двойной максимум состоит из двух спектральных компонент. Одна линия в спектре соответствует удвоенной возбуждающей частоте, а другая — суммарной частоте возбуждающих частот. Именно этим (а не возможными структурными неоднородностями кристалла) объясняется двоение каждого из двух максимумов угловой структуры гармоники.

При возбуждении гармоники двумя рассинхронизованными во времени импульсами с разными частотами, т. е. при отсутствии сложения частот

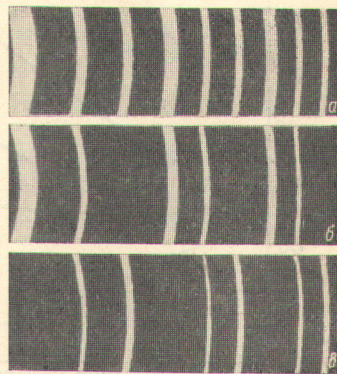


Рис. 4. Спектр второй гармоники двухчастотного неодимового лазера с синхронизованными импульсами.

(HfO_3 , $l=12$ мм): а — полный спектр гармоники; б — закрыта верхняя часть угловой структуры рис. 2, а; в — закрыта нижняя часть угловой структуры рис. 2, а.

(см. [7]), получена угловая структура, соответствующая направлениям синхронизма удвоения двух частот (рис. 2, б). Обработка микрофотограмм рис. 2, а и б позволила установить, что направления синхронизма сложения соответствуют внутренним подмаксимумам в угловом распределении гармоники (показаны на рис. 2, а стрелками). Таким образом, дисперсия

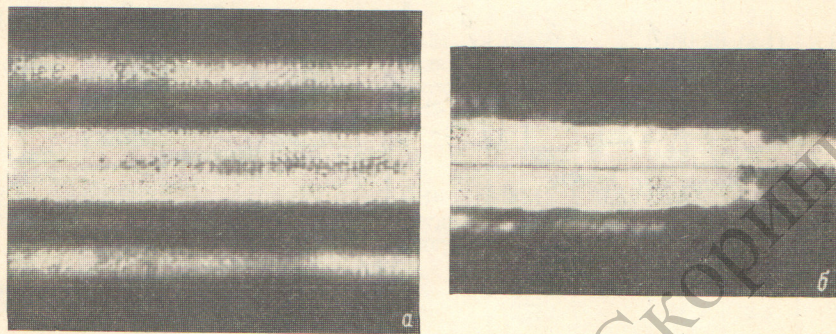


Рис. 5. Угловая структура второй гармоники двухчастотного неодимового лазера.

(KDP, взаимодействие $oe \rightarrow e$, $l=40$ мм): а — частоты синхронизованы во времени, б — частоты рассинхронизованы.

направления синхронизма сложения меньше дисперсии направления синхронизма удвоения почти в два раза ($d\theta/d\lambda_{\text{слож.}} = 0.56$ мин./Å), $d\theta/d\lambda_{\text{удв.}} = 1.0$ мин./Å).

По вышеописанной методике были идентифицированы направления синхронизма удвоения и сложения в кристалле KDP при $oe-e$ взаимодей-

ствии. Результаты экспериментов показаны на рис. 5. В противоположность картине, наблюдаемой в HfO_2 , в KDP максимумы в угловой структуре, соответствующие направлениям синхронизма сложения частот лазера лежат снаружи максимумов, соответствующих направлениям синхронизма удвоения частот. Это объясняется тем, что дисперсия направления синхронизма сложения в KDP больше дисперсии направления синхронизма удвоения ($d\theta/d\lambda_{\text{слож.}} = 0.41$ мин./Å, $d\theta/d\lambda_{\text{удв.}} = 0.1$ мин./Å).

Рис. 6. Зависимость углов синхронизма сложения и удвоения в KDP для двух частот излучения неодимового лазера от величины спектрального интервала между ними.

Для сравнения с полученными экспериментальными данными был проведен расчет изменения направлений синхронизма удвоения и сложения в KDP двух длин волн, равноотстоящих от центральной длины волны λ_0 возбуждающего излучения, по мере увеличения спектрального интервала между ними. Расчет производился путем решения на вычислительной машине следующего уравнения, полученного для взаимодействия $o_{\lambda_1}e_{\lambda_2} \rightarrow e_{\lambda_3}$:

$$\frac{n_1^o}{1+\beta} + \frac{\beta}{1+\beta} \frac{n_2^o n_3^e}{\sqrt{[(n_2^o)^2 - (n_3^e)^2] \sin^2 \theta + (n_3^e)^2}} = \frac{n_3^o n_3^e}{\sqrt{[(n_3^o)^2 - (n_3^e)^2] \sin^2 \theta + (n_3^e)^2}}, \quad (2)$$

где $\beta = \lambda_1/\lambda_2$. Для нахождения направления синхронизма удвоения в (2) полагали $\lambda_1 = \lambda_1$.

Результаты расчета углового положения спектральных компонент в преобразованном излучении при различном спектральном интервале между возбуждающими частотами показаны на рис. 6. Результаты эксперимента хорошо коррелируются с результатами этого расчета.

Таким образом, предложенная методика исследования позволяет не только качественно, но и количественно исследовать пространственное распределение в нелинейных кристаллах процессов удвоения и сложения различных компонент возбуждающего излучения.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Ф. Бахшиевой за измерение показателей преломления кристалла LiJO_3 .

Литература

- [1] S. K. Kurtz, T. G. Bergman, T. T. Perry. Appl. Phys., Lett., 12, 486, 1968.
- [2] J. Jerphagnon. Appl. Phys. Lett., 16, 299, 1970.
- [3] В. С. Суворов, И. С. Рез. Опт. и спектр., 27, 181, 1969.
- [4] В. Д. Волосов, В. Г. Дмитриев, П. И. Зудков, Е. М. Швом. Радиофизика, 12, 1898, 1969.
- [5] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов. Опт. и спектр., 24, 809, 1969.
- [6] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, Ж. прикл. спектр., 16, 363, 1972.
- [7] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов. Опт. и спектр., 34, 810, 1973.
- [8] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. Г. Калинин. Сб. «Квантовая электроника», № 6 (12), 48, 1972.
- [9] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М., 1964.

Поступило в Редакцию 8 января 1973 г.