

## ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

*М.И. Дзюбенко, д-р физ.-мат. наук; С.М. Колпаков, В.В. Маслов, канд. физ.-мат. наук, В.П. Пелипенко, канд. физ. - мат. наук; В.В. Шевченко, канд. физ.-мат. наук*  
Институт радиофизики и электроники НАНУ, г. Харьков

*Исследована генерация второй гармоники излучения лазеров на красителях с ламповой накачкой в различных спектральных диапазонах. Было установлено, что при увеличении ширины спектральной линии лазера, требования к расходимости лазерного луча повышаются. В результате был разработан и изготовлен импульсно-периодический источник УФ излучения, перестраиваемый в диапазоне 260÷360 нм. Его средняя выходная мощность составляет несколько десятков милливатт, а пиковая – достигает несколько десятков киловатт.*

Мощные источники излучения с плавной перестройкой частоты в ультрафиолетовой (УФ) области спектра, необходимые для решения ряда задач науки и техники, таких, как дистанционное зондирование, лазерная фотохимия, разделение изотопов, получение сверхчистых веществ, атомно-флуоресцентная и атомно-ионизационная спектроскопия [1-4] могут быть реализованы путем преобразования частоты излучения перестраиваемых лазеров–красителей (ЛК). Среди них важное место занимают импульсно-периодические (И-П) лазеры с ламповой накачкой, которые позволяют генерировать импульсы с энергией от нескольких долей до нескольких десятков джоулей. Однако излучение этих лазеров имеет ряд особенностей, а именно – для него характерны микросекундные длительности импульсов и заметная эволюция пространственно-угловых и спектральных характеристик, которая обусловлена наведенными термооптическими искажениями жидкой активной среды. Эти факторы в значительной степени определяют эффективность преобразования излучения во вторую гармонику, однако до настоящего времени в литературе им уделялось недостаточно внимания.

Вопросы оптимизации генерации второй гармоники (ГВГ) излучением И-П ЛК с когерентной накачкой достаточно полно и обстоятельно рассмотрены в работе [2]. В этой монографии, в частности, отмечается, что выбор оптимальных параметров нелинейно-оптических кристаллов зависит от многих факторов. Энергия импульсов излучения таких лазеров в УФ области спектра составляет величину порядка  $10^{-5}$ – $10^{-3}$  Дж. В то же время для многих практических приложений необходима более высокая энергия импульсов перестраиваемого УФ излучения, которую принципиально могут обеспечивать ЛК с ЛН [5] в режиме ГВГ. Однако эти лазеры по ряду параметров, в особенности по таким, как длительность импульсов и пространственно-угловые характеристики излучения существенно отличаются от ЛК с когерентной накачкой, что потребовало изучения особенностей преобразования их частоты во вторую гармонику.

Целью данной работы было изучение влияния основных параметров излучения перестраиваемых лазеров на красителях на процессы, происходящие в нелинейно-оптических кристаллах при микросекундных длительностях импульсов, и поиск оптимальных условий преобразования частоты во вторую гармонику.

При разработке нелинейно-оптического преобразователя частоты на базе ЛК с ЛН, как обычно, необходимо решить три основных вопроса [2]: выбрать тип и длину нелинейного кристалла и определить степень фокусировки основного излучения.

Выбор типа кристалла для генерации второй гармоники излучением лазеров на красителях ограничен [2], т.к. этот кристалл должен одновременно удовлетворять следующим требованиям: высокое оптическое качество в образцах больших размеров; достаточно высокая квадратичная восприимчивость; высокая прозрачность в видимой области спектра и в УФ–диапазоне; возможность фазового синхронизма в широкой области спектра; низкая стоимость. В видимом диапазоне, ограниченном коротковолновой границей ~520 нм, наиболее полно этим требованиям удовлетворяют кристаллы группы дигидрофосфата калия (KDP), что и определило их выбор в качестве основного объекта исследований в данной работе.

Анализ [6] показывает, что эффективность преобразования частоты во вторую гармонику пропорциональна плотности мощности излучения, поэтому излучение на основной частоте обычно фокусируют в кристалл. Однако при этом нельзя превышать предельно допустимую плотность мощности, которая приводит к повреждению выбранного нелинейно-оптического элемента. В литературе для кристаллов KDP приводятся разные уровни плотности мощности излучения, приводящей к их разрушению, что зависит от условий их выращивания и качества обработки поверхностей, а также от параметров излучения, таких, как длина волны, длительность импульса, частота повторения. Наиболее полные сведения о пороге разрушения кристаллов KDP известны для излучения неодимовых лазеров, которые работают в ближнем инфракрасном диапазоне с модуляцией добротности (длина волны излучения  $\lambda \approx 1,06$  мкм; длительность импульсов ~10–30 нс). При этих условиях типичная плотность мощности сфокусированного излучения, которая приводит к повреждению образцов, составляет ~200–500 МВт/см<sup>2</sup> [2,6,7]. Однако для микросекундных импульсов излучения ЛК с ЛН порог повреждения этих кристаллов по мощности оказался почти на два порядка меньше [5,8-10], как это видно из таблицы 1, где представлены типичные параметры

импульсов излучения лазеров, применяемых для ГВГ в кристалле KDP, и расчетные величины, соответствующие порогу их повреждения. Во всех рассмотренных случаях излучение этих лазеров создает в фокальной плоскости линзы напряженность электрического поля менее 0,2 МВ/см, что намного меньше типичной величины, необходимой для оптического пробоя. Представленные результаты, включая данные о коэффициенте поглощения кристаллов KDP, позволяют сделать вывод, что в данном случае одним из наиболее вероятных механизмов повреждения этих кристаллов является тепловой, который обусловлен поглощением части излучения лазера центрами примесей и дислокаций. Порог повреждения оказался меньшим вблизи коротковолновой границы синхронизма, когда оптическая ось кристаллов KDP была перпендикулярна направлению распространения лазерного излучения. Одной из возможных причин этого является анизотропия пропускания этих кристаллов [11], а второй – увеличение рассеяния света на дефектах в коротковолновой области спектра.

Тепловое разрушение прозрачных диэлектриков при воздействии лазерного луча может происходить в результате многих процессов, поэтому точное его описание в настоящее время затруднено, однако качественный характер процессов, происходящих при относительно коротких импульсах ( $\tau \leq 10^{-6}$  с), можно понять на основе работ [12,13]. Согласно экспериментальным и теоретическим результатам [12] в диапазоне длительностей импульсов порядка нескольких микросекунд и менее пороговая мощность излучения  $P_d$ , приводящая к повреждению кристаллов рубина, оказывается обратно пропорциональной длительности импульса  $\tau$  [12, 13]:

$$P_d \approx \frac{c_0 \cdot \rho_0 (T_K - T_0)}{\alpha \cdot \tau}, \quad \tau < \tau_X, \quad (1)$$

где  $\tau_X = c \cdot \rho \cdot b^2 / k$  – среднее характерное время распространения тепла внутри поглощающего центра;  $\alpha$  – коэффициент поглощения дефекта;  $b$  – его средние размеры;  $c$  – теплоемкость;  $\rho$  – плотность;  $k$  – коэффициент теплопроводности вещества, образующего центр поглощения (величины с индексом “0” относятся к матрице кристалла);  $T_0$  – начальная температура кристалла;  $T_K$  – критическая температура, при которой происходят необратимые изменения вещества.

Модель теплового разрушения на поглощающих дефектах, применяемая при получении выражения (1), может быть применена и при фокусировке лазерного излучения внутрь нелинейно-оптического кристалла, поэтому основные выводы работы [12] здесь также могут быть применимы. В частности, из (1) следует, что при коротких длительностях импульсов ( $\tau \leq 10^{-6}$  с) порог повреждения кристалла в первую очередь должен определяться предельной или пороговой плотностью энергии импульса излучения  $W_{sd}$ :

$$W_{sd} \sim P_d \tau. \quad (2)$$

Рабочая плотность энергии лазерного излучения в нелинейно-оптических кристаллах  $W_s$  должна быть в 2–3 раза меньше величины  $W_{sd}$ , что необходимо для обеспечения продолжительной работы системы при ГВГ.

Таблица 1 – Типичные параметры импульсов излучения лазеров при генерации второй гармоники

$\lambda^{**}$ , нм	$W_{\Gamma}$ , Дж	$\tau$ , мкс	$P$ , кВт	$2\theta$ , мрад	$F$ , см	$S$ , мм <sup>2</sup>	$I \cdot 10^{-6}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$E \cdot 10^{-3}$ , В/см	$W_{sd}$ , Дж/см <sup>2</sup>	Литература
1 1060	-	0,01	-	-	-	-	500	614	5	[6]
2 610	1,2	0,75	1600	1,9	100	2,8	56	210	42	[5]
3 590	0,15	1,6	94	3,2	21	0,35	26	141	42	[9]
4 530	0,1	1,6	62	3,2	21	0,35	17	114	28	[10]

\* Экспериментальные результаты для разных систем получены в разных условиях и с разными образцами, поэтому их сопоставление нужно проводить с осторожностью.  
 \*\* Здесь  $\lambda$  – длина волны;  $W_{\Gamma}$  – энергия;  $\tau$  – длительность;  $P$  – средняя мощность импульса;  $\theta$  – расходимость;  $I$  – плотность мощности (интенсивность) излучения;  $F$  – фокусное расстояние линзы;  $S$  – площадь сечения пучка в ее фокальной плоскости;  $E$  – напряженность электрического поля;  $W_{sd}$  – плотность энергии, при которой обнаруживается повреждение кристаллов

Результаты, представленные в табл. 1, свидетельствуют, что при микросекундных импульсах, характерных для ЛК с ЛН,  $W_{sd}$  составляет величину порядка 30–40 Дж/см<sup>2</sup>. Таким образом, плотность энергии излучения лазеров на красителях при микросекундных длительностях импульсов в кристаллах KDP не должна превышать  $W_s \approx 15$ –20 Дж/см<sup>2</sup>.

Эффективность преобразования частоты излучения в нелинейно-оптических кристаллах в значительной степени определяется интенсивностью или плотностью мощности излучения  $I$  [6]. Эта величина при указанных выше параметрах излучения лазеров на красителях с ламповой накачкой, в зависимости от длительности импульсов и спектрального диапазона, оказалась равной 10–20 МВт/см<sup>2</sup>, что значительно меньше той, которая допускается в случае ГВГ излучением типичного неодимового лазера с модуляцией добротности, или же ЛК с когерентной накачкой, для которых  $W_s \approx 200$  МВт/см<sup>2</sup> [2,6,7,11]. Для оценки

эффективности ГВГ излучением ЛК с ЛН мы применили упрощенный метод решения задачи, подробно описанный в работах [2,6], где используется следующая модель: приближение плоских волн, точное выполнение условия синхронизма, прямоугольный импульс излучения, отсутствие диафрагменного апертурного эффекта. Эти оценки показали, что для допустимой величины  $W_S \approx 10-20$  МВт/см<sup>2</sup> “нелинейная” длина кристалла должна быть равной  $L_{нл} \approx 3-4$  см (напомним, что даже в приближении плоских волн при длине кристалла  $l = L_{нл}$  предельная эффективность ГВГ менее 60 %). В то же время на практике для эффективного преобразования частоты излучения, как известно [2], необходимо обеспечить условие  $l \geq 5 \cdot L_{нл}$ . Отсюда следует, что получить высокий КПД преобразования во вторую гармонику сложно, т.к. требуемая длина кристалла оказалась сравнимой с его предельно достижимыми размерами. Следует отметить, что в реальных системах эффективность ГВГ излучением ЛК с ЛН будет меньше теоретической из-за ряда неучтенных факторов, таких, как диафрагменный апертурный эффект, нелинейность преобразования, эволюция расходимости излучения, отличие формы импульса от прямоугольной и др.

Угловая ( $2\Delta\theta$ ) и спектральная ( $2\Delta\lambda$ ) ширины синхронизма, которые обеспечивают эффективное преобразование частоты излучения, при *ооe*-взаимодействии определяются формулами [2,6]:

$$2\Delta\theta = \frac{5,56}{\pi \cdot \ell} \cdot \frac{n_{2o} n_{2e}}{n_{1o}} \frac{1}{\sqrt{(n_{1o}^2 - n_{2e}^2)(n_{2o}^2 - n_{1o}^2)}}; \quad (3)$$

$$2\Delta\lambda = 2\Delta\theta \cdot \left( \frac{\partial\theta_c}{\partial\lambda} \right), \quad (4)$$

где  $n_{1o}$ ,  $n_{2o}$ ,  $n_{2e}$  – главные показатели преломления кристалла на основной частоте и частоте второй гармоники, соответственно индексы “1” и “2”, для обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно индексы “o” и “e”;  $\theta_c$  – угол синхронизма.

На практике для ГВГ перестраиваемым излучением чаще применяется метод критичного фазового синхронизма, при этом сам кристалл необходимо поворачивать синхронно с изменением длины волны. При этом, как показали наши расчеты  $\Delta\theta$  и  $\Delta\lambda$  с помощью известных уравнений для дисперсии показателей преломления кристаллов KDP [14], требования, которые предъявляются и к расходимости, и к спектральной ширине линии излучения, заметно изменяются в пределах типичной полосы перестройки излучения лазера на красителе.

Для экспериментальных исследований в качестве базового лазера мы использовали лазер на красителях с ламповой накачкой, разработанный ранее [15]. Осветитель лазерного излучателя был изготовлен из алюминиевого сплава и имел полированную отражающую поверхность эллиптического сечения. В одном из фокусов эллипса находилась трубчатая импульсная лампа, а во втором – кварцевая кювета. Импульсная ксеноновая лампа питалась от накопительного конденсатора типа К75-48 емкостью 1 мкФ через коммутируемый разрядник типа РУ-65, адаптированный для работы в диапазоне напряжений 10–20 кВ. Для повышения светоотдачи и ресурса работы лампы применялся дополнительный источник питания, который поддерживал дежурный разрядный ток силой до 3 А [16]. При этих условиях длительность светового импульса накачки составляла 3–3,5 микросекунды.

Раствор красителя прокачивался в кювете, имеющей внутренний диаметр 6 мм и активную длину 300 мм, со скоростью около 6 л/мин, что было необходимо для обеспечения импульсно-периодического режима работы лазера. Для повышения направленности излучения обычно применялись невысокие концентрации красителей (для родамина 6Ж – это концентрация  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  моль/л). Резонатор лазера был образован плоскими зеркалами, расположенными на расстоянии 1600 мм. В зависимости от условий накачки, длины резонатора и параметров активной среды пропускание выходного зеркала варьировалось в пределах 40–60 %.

В качестве спектрального селектора излучения ЛК применялся интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ), состав элементов которого можно было варьировать, что позволяло изменять ширину спектральной лазерной линии в диапазоне 0,5–0,01 нм. Исполнительный механизм, который вращал этот селектор, был снабжен дополнительным редуктором, что обеспечивало высокую точность настройки длины волны излучения (до 0,01 нм). Кристалл KDP был установлен на платформе, которую можно было юстировать с помощью микрометрического винта, что позволяло плавно изменять угол синхронизма  $\theta$  с высокой точностью ( $\sim 0,10$  мрад). При перестройке длины волны в УФ–диапазоне поворот селектора и платформы с кристаллом можно было производить синхронно, что обеспечивало оптимальные условия синхронизма. В качестве оптической системы согласования мы применяли набор фокусирующей оптики, в состав которого входили сферические линзы, имеющие разные фокусные расстояния ( $F_S = 112, 150, 180, 260$  и 350 мм), а также цилиндрическая линза ( $F_C = 180$  мм).

Длина волны лазерного излучения измерялась с помощью дифракционного спектрографа, собранного на базе камеры УФ-90, дисперсия которого составляла около 0,63 нм/мм в диапазоне 560–650 нм. Для измерения спектральной ширины излучения основной линии лазера и контроля ее спектральной структуры служил измерительный интерферометр Фабри–Перо типа ИТ-28-30. Расходимость излучения определялась с использованием набора калиброванных диафрагм, размещаемых на пути луча в фокальной плоскости длиннофокусной сферической линзы. Для измерения энергии импульсов основного излучения ЛК

применялся стандартный прибор типа ИКТ-1Н, а измерение средней мощности излучения второй гармоники осуществлялось прибором типа ИМО-2. Относительные измерения энергии импульсов УФ-излучения проводились прибором РИП-2, для калибровки которого в каждом спектральном диапазоне применялся измеритель ИМО-2.

Предварительные исследования стандартных схем ГВГ были проведены с лазером на этанольном растворе родамина 6Ж. Для реализации внутрирезонаторной схемы ГВГ полупрозрачное выходное зеркало лазера заменялось другим, которое имело пропускание в УФ-области спектра около 70%, а на основной частоте – менее 1 %. Сравнительный анализ показал, что описанный лазер дает лучшие результаты в тех случаях, когда кристалл KDP был размещен вне резонатора, но при наличии фокусирующей оптики. При этом мы не обнаружили заметной разницы в эффективности генерации второй гармоники для схем с фокусировкой излучения цилиндрической и сферической линзами, однако в первом случае оптическая система была более критична к настройке. По этим причинам в последующих экспериментах мы использовали исключительно внерезонаторные оптические схемы, использующие, как правило, сферическую фокусирующую оптику.

Диапазон длин волн, в котором была получена плавная перестройка в УФ-диапазоне с описанной системой для родамина 6Ж, оказался равным примерно 16 нм, а максимум соответствовал длине волны 290 нм. Падение выходной энергии на краях диапазона при этом составило ~40%. Наименьший порог и наибольший КПД преобразования во вторую гармонику (около 5 %) получен для резонатора, который обеспечивал ширину спектра излучения на основной частоте менее 0,1 нм.

Зависимость энергии второй гармоники от энергии на основной частоте излучения лазера на красителях оказалась практически линейная, а не квадратичная, как это должно было бы быть при идеальном гауссовом пучке с малой расходимостью излучения. По-видимому, это связано с тем, что расходимость основного излучения этих лазеров при увеличении энергии накачки не остается постоянной, а монотонно возрастает, как это было показано ранее в работе [17]. Исследования показали также, что расходимость излучения более заметно влияет на эффективность преобразования частоты в лазере, который имеет более широкую спектральную линию излучения.

На следующем этапе оптимизации ГВГ излучением ЛК с ЛН мы изучали влияние условий фокусировки их излучения на эффективность преобразования частоты кристаллами, которые имели разную длину  $\ell$  ( $\ell=20$ , 40 и 80 мм), но были вырезаны под одинаковым углом  $64^\circ$  к оптической оси. Такой срез был рассчитан на работу с тем же красителем родамином 6Ж, для которого середина полосы перестройки расположена вблизи длины волны 580 нм. На рис. 1 приведена зависимость энергии УФ-излучения от фокусного расстояния линзы, полученная в этих опытах.

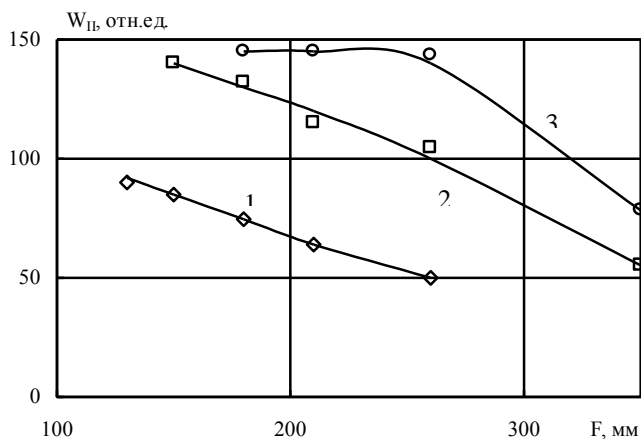


Рисунок 1 - Зависимость энергии генерации второй гармоники  $W_{II}$  от фокусного расстояния линзы  $F$  для кристаллов KDP разной длины; (1) -  $\ell=20$  мм; (2) -  $\ell=40$  мм; (3) -  $\ell=80$  мм.

Видно, что изменение фокусного расстояния линзы проявляется более заметно в случае коротких кристаллов KDP. Для более длинных же кристаллов эта зависимость становится менее ярко выраженной. В частности, результаты, полученные для кристалла длиной 80 мм при  $F < 260$  мм, с точностью до погрешностей эксперимента совпадают с результатами для этого же кристалла при  $F = 260$  мм. Необходимо отметить также, что предельные эффективности преобразования, полученные в наших исследованиях с кристаллами длиной 40 мм и 80 мм, оказались практически одинаковыми. Для кристалла же длиной 20 мм, по-видимому, можно было бы ожидать подобного же результата при использовании более короткофокусных линз, если бы он не разрушался при этих условиях (см. рис. 1).

Для объяснения этих, на первый взгляд необычных выводов, мы попытались привлечь результаты расчетов, представленных в работе [6]. В частности, для эффективности  $\eta$  преобразования во вторую гармонику сфокусированного излучения с учетом диафрагменного апертурного эффекта из формулы

(2.8.41) [6] следует

$$\eta = (C/4\pi) \cdot k \cdot \ell \cdot h \cdot P_1, \quad (5)$$

где  $h = h(\nu, \alpha, \xi, \mu)$  – функция, определяемая набором параметров:  $\nu$  – пропорционален волновой расстройке;  $C$  – постоянная;  $k$  – волновое число;  $P_1$  – мощность излучения первой гармоники;  $\alpha$  – пропорционален углу анизотропии;  $\xi$  – параметр фокусировки;  $\mu$  – относительное положение фокуса внутри кристалла [6].

Используя результаты [6], мы нашли оптимальные величины  $\xi_{\text{опт}}$  и  $h_{\text{опт}}$  для тех кристаллов KDP, которые применялись в наших исследованиях. Результаты расчетов, полученные при  $\Delta\theta=5,7$  мрад и  $\lambda=580$  нм, приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Оптимальные параметры для генерации второй гармоники в кристаллах KDP

$\ell$ , см	$\xi_{\text{опт}}$	$H_{\text{опт}}$	$\ell \times h_{\text{опт}}$	$F_{\text{опт}}$ , см
1	2,15	0,165	0,165	5,8
2	1,87	0,107	0,21	8,8
4	1,5	0,055	0,22	13,9
8	1,07	0,024	0,19	23,3

Здесь же дано произведение величин  $\ell$  и  $h$ , которое согласно выражению (5), фактически определяет эффективность генерации второй гармоники разными кристаллами при одинаковой мощности основного излучения. Из представленных результатов видно, что предельная эффективность преобразования излучения во вторую гармонику при данных условиях слабо зависит от реальной длины кристаллов. Качественно это согласуется с результатами наших экспериментальных исследований. Оптимальная величина параметра  $\xi_{\text{опт}}$  позволяет оценить также оптимальное фокусное расстояние линзы по формуле, которая вытекает из определения параметра  $\xi$  [6]:

$$F = \sqrt{\frac{\ell \cdot d}{\xi \cdot n \cdot \Delta\theta}}, \quad (6)$$

где  $n$  – показатель преломления кристалла, а  $d$  – диаметр лазерного луча.

Результаты вычислений, выполненных по формуле (6), приведены для сравнения в той же табл. 2. При сопоставлении их с экспериментом (см. рис. 1) видно, что они качественно согласуются друг с другом.

На следующем этапе работы мы изучали влияние расходимости и спектральной ширины линии излучения ЛК с ЛН, работающего в разных участках спектрального диапазона, на эффективность генерации второй гармоники [237,238,294-296]. В качестве активной среды применялись этанольные растворы ряда красителей: G-283 [18], родамин 6Ж, оксазин–17, ЛК-678 [19], ЛК-747 [19]. Эти красители позволяли осуществлять плавную перестройку излучения в разных участках спектра соответственно в окрестностях центральной длины волны 525, 590, 655, 676 и 713 нм. Для исследования ГВГ в трех первых участках спектра были рассчитаны и изготовлены кристаллы KDP, вырезанные соответственно под углом 90°, 64° и 54° к оптической оси (первый соответствует условию “критического” синхронизма). Исследования же преобразования частоты излучением лазера на красителях ЛК-678 и ЛК-747 проводились с нелинейно-оптическим кристаллом, рассчитанным на работу с центральной длиной волны 694,3 нм.

Основные результаты, полученные в разных спектральных диапазонах, качественно согласуются с результатами, полученными для родамина 6Ж [8]. В частности, эффективность ГВГ и для “критического”, и для “некритического” синхронизма слабо зависит как от длины кристалла KDP, так и от фокусного расстояния согласующей линзы. В то же время в условиях “критического” синхронизма эта величина была в 1,5-2 раза больше, а порог разрушения кристаллов – примерно в 1,5-2 раза ниже, чем в других случаях. Первое согласуется с теоретическими оценками [6], согласно которым влияние расходимости лазерного излучения здесь меньшее, а второе, по-видимому, связано с более высокими коэффициентами поглощения и рассеяния излучения кристаллом в зеленой области спектра, что сопровождается увеличением энергии, поглощаемой в кристалле.

Исследования показали, что величины  $\Delta\theta_{0,5}$  и  $\Delta\lambda_{0,5}$  (соответственно – ширина угловой и волновой расстройки, измеряемые по уровню 0,5 от максимума и определяющие критичность настройки системы) слабо зависели от длины кристалла, однако заметно зависели от параметров фокусирующей оптической системы, расходимости излучения ЛК и спектральной области. Наиболее критичной к настройке является система, в которой применяется цилиндрическая линза, для которой  $\Delta\theta_{0,5}$  оказалась меньше расходимости исходного излучения лазера на красителе. Для сферических линз требования к точности настройки монотонно возрастают при увеличении фокусного расстояния, однако даже для наиболее длиннофокусной сферической линзы, применяемой в наших исследованиях, величина  $\Delta\theta_{0,5}$  была в несколько раз больше, чем расходимость исходного излучения лазера на красителе. В случае “некритического” синхронизма волновая и угловая расстройки оказались в несколько раз больше, чем допускается в кристаллах KDP для ГВГ. При “критическом” же синхронизме ширина угловой расстройки оказалась примерно в два раза больше, чем в других областях спектра, а ширина волновой расстройки здесь не превышает 0,1 нм.

Результаты исследований позволили создать импульсно-периодический источник излучения, перестраиваемый в УФ-области спектра [20], перестроечная характеристика которого показана на рис. 2.

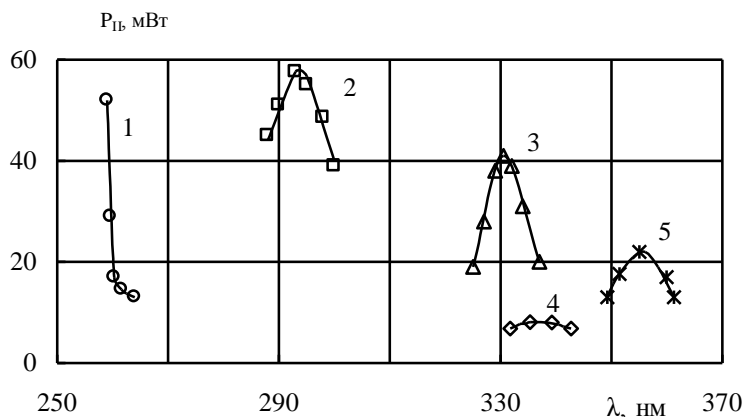


Рисунок 2 - Перестроечные кривые второй гармоники излучения И-П ЛК с ЛН на этанольных растворах красителей: (1) - G-283,  $1 \cdot 10^{-4}$  моль/л,  $\ell=80$  мм; (2) - родамин 6Ж,  $5 \cdot 10^{-5}$  моль/л,  $\ell=80$  мм; (3) - оксазин-17,  $1 \cdot 10^{-4}$  моль/л,  $\ell=40$  мм; (4) - ЛК-678,  $3,3 \cdot 10^{-5}$  моль/л,  $\ell=40$  мм; (5) - ЛК-747,  $4,5 \cdot 10^{-5}$  моль/л,  $\ell=40$  мм

Эти результаты были получены при частоте повторения импульсов 10 Гц с описанными выше красителями, во всех опытах применялась сферическая согласующая линза  $F_S=260$  мм, однако для каждого красителя использовался свой кристалл, который был рассчитан и изготовлен для работы в соответствующем участке спектра. Видно, что перестроечная кривая (1) на рис. 2 имеет явно выраженную асимметрию, что определяется условиями ГВГ, близкими “критическому” синхронизму. Вдали от “критического” синхронизма перестроечные кривые имеют практически симметричный вид. Диапазон перестройки лежит в пределах 260-360 нм, средняя мощность составляет десятки милливатт (при частоте 10 Гц), а пиковая мощность – несколько киловатт.

Разработанный источник когерентного ультрафиолетового излучения может найти применение в спектроскопии, для исследований в биологии и медицине, и т.п.

## SUMMARY

*The second harmonic generation with tunable radiation of the flashlamp-pumped dye-lasers has been investigated in different ranges of the spectrum. It was revealed that the requirements for beam divergence of the laser radiation become tougher when width of the laser spectral line increases. The pulse-periodic tunable source of the UV radiation has been developed for 260-360 nm spectral range. It has output up to some tens of milliWatts of an average power and up to some tens of kiloWatts of a peak power.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазерная и когерентная спектроскопия / Под ред. Дж. Стейнфелда; Перевод с англ. под ред. В.С. Летохова. – М.: Мир, 1982. – 629 с.
2. Копылов С.М., Лысой Б.Г., Серегин С.Л., Чердниченко О.Б. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение. – Москва: Радио и связь, 1991. – 236 с.
3. Летохов В.С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. – М.: Наука, 1986. – 408 с.
4. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Под ред. Д. Клайджера; Пер. с англ. под ред. В.С. Летохова. – М.: Мир, 1986. – 520 с.
5. Schotland R.M. Efficient high-energy SHG using a triaxial flashlamp-pumped dye laser // Appl. Optics, 1980. V. 19, № 1. – P. 124 – 126.
6. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. – М.: Радио и связь, 1982. – 352 с.
7. Никогосян Д.Н. Кристаллы для нелинейной оптики (справочный обзор) // Квантовая электроника. – 1977. -Т. 4. - С. 5-26.
8. Dzyubenko M.I., Kolpakov S.N., Pelipenko V.P., Shevchenko V.V. Research of the Features of the Second Harmonic Generation by Pulse-Periodic Flashlamp-Pumped Dye Lasers // Telecommunications and Radio Engineering. - 2002. - 57, № 10&11. - P. 148-155.
9. Дзюбенко М.И., Колпаков С.Н., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Импульсно-периодический источник перестраиваемого излучения для ультрафиолетовой области спектра // Фотобиология та фотомедицина. – 2001. - Т. 4, № 1-2. - С. 102-103.
10. Дзюбенко М.И., Колпаков С.Н., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Исследование генерации второй гармоники микросекундными импульсами излучения лазеров на красителях с ламповой накачкой // Тезисы докладов конференции «Лазеры. Измерения. Информация» (С.-Петербург, 6-7 июня 2001 г.). – С.-Петербург, 2001. - С. 9-10.
11. Технологические лазеры: Справочник. –В 2 т. / Под ред. Г.А. Абилюева. – М.: Машиностроение, 1991. – Т.2. - С. 544 с.
12. Маненков А.А., Прохоров А.М. Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // УФН.– 1986. - Т. 148. - С. 179–211.
13. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.А. // ЖЭТФ. – 1970. - Т. 58. - С. 31.
14. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. – М.: Атомиздат, 1971. – 328 с.
15. Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Перестраиваемые импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой // Квантовая электроника. – 1998. - Т.25, №12. - С. 1091-1094.
16. Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Исследование влияния дежурного разряда на эффективность

- импульсно-периодических лазеров на красителях с ламповой накачкой // Оптика и спектроскопия. – 1995. - Т. 78, № 4. - С. 700-703.
17. Науменко И.Г., Пелипенко В.П., Дзюбенко М.И., Шевченко В.В. Эволюция пространственно-угловых характеристик лазеров на красителях с ламповой накачкой // Квант. Электроника. – 1993. - Т. 20, № 2. - С. 123-128.
  18. Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Науменко И.Г., Пелипенко В.П. Эффективная генерация в зеленой области на растворах красителей нового класса // Оптика и спектроскопия. – 1980. - Т. 49, № 4. - С. 764-767.
  19. Степанов Б.И., Бычков Н.Н., Никифоров В.Г., Левшин Л.В., Тринчук Б.Ф., Сопин А.И., Алексеев В.А., Ланцов А.М., Давиденко П.В., Ужинов Б.М., Дружинин С.И. Новое поколение красителей спектрального диапазона 660 ... 860 нм для лазеров с ламповой накачкой // Письма в ЖТФ. – 1988. - Т. 14. – С. 650-653.
  20. Дзюбенко М.И., Колпаков С.Н., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. Лазеры на красителях с ламповой накачкой для медико-биологических применений // Тезисы докладов конференции «Лазеры для медицины, биологии и экологии» (С.-Петербург, 21-22 ноября 2001 г.). - С-Пб., 2001. - С. 34-35.

*Поступила в редакцию 10 августа 2005 г.*