

Источник УФ излучения на базе лазера на парах меди с акустооптическим управлением спектральными и временными характеристиками

Ю.Г.Градобоев, Ю.В.Гуляев, М.А.Казарян, С.В.Кружалов,
Н.А.Лябин, Ю.М.Мокрушин, О.В.Шакин

Предложен модифицированный вариант оптической схемы для генерации второй гармоники излучения лазера на парах меди, в которой вместо линзовой использовалась зеркальная фокусирующая оптика, установленная под углом 45° к падающему световому пучку. Достигнута средняя мощность излучения 1.4 Вт на длине волны 255.3 нм при КПД преобразования 28 %. Впервые разработана и изучена быстродействующая система для управления спектральными и временными характеристиками излучения в УФ области спектра. Использование такой системы в технологических установках значительно расширит области их применения.

Ключевые слова: лазер на парах меди, генерация второй гармоники, акустооптический перестраиваемый фильтр.

1. Введение

Одним из важных направлений практического применения лазеров является микрообработка различных материалов, предполагающая использование источников излучения, генерирующих в УФ области спектра. Требования к энергетическим, пространственным и временным характеристикам излучателей определяются конкретными условиями. В частности, при производстве микроэлектронных схем высокая производительность может быть обеспечена при средней мощности УФ излучения более 1 Вт, частоте следования импульсов ~ 10 кГц и расходимости, близкой к дифракционной. В связи с отсутствием промышленных УФ лазеров с указанными характеристиками в качестве альтернативы может быть использовано нелинейное преобразование частоты излучения лазеров, работающих в видимой и ближней ИК областях спектра. Для решения данной проблемы одними из наиболее перспективных являются лазеры на парах меди (ЛПМ) [1, 2]. Эффективность их применения обусловлена следующими обстоятельствами:

1. Генерация в видимой области спектра на длинах волн 510.6 и 578.2 нм позволяет перейти в УФ диапазон за счёт процесса удвоения ($\lambda = 255.3$ и 289.1 нм) и суммирования частоты основного излучения ($\lambda = 271.1$ нм). Практически реализовать режимы генерации второй гармоники (ГВГ) и генерации суммарной частоты (ГСЧ) с высокой эффективностью значительно проще, чем нелинейные режимы более высокого порядка, которые прихо-

дится применять при преобразовании частоты более длинноволновых лазеров, например широко распространённого Nd:YAG-лазера.

2. Легко реализуется режим с большой частотой следования импульсов излучения ($f = 5 - 30$ кГц при длительности импульсов $\tau = 10 - 20$ нс).

3. Возможность получения высокой средней мощности излучения, превышающей 30 Вт для простой схемы с одним активным элементом и 100 Вт для схемы задающий генератор – усилитель.

Несмотря на указанные преимущества ЛПМ и наличие ряда высококачественных нелинейных сред, в первую очередь кристаллов ВВО, длительное время не удавалось реализовать режимы ГВГ и ГСЧ с высокой эффективностью. Успешное решение данной задачи стало возможным в результате проведения разными научными группами глубоких исследований особенностей работы ЛПМ, обуславливающих сложный характер формирования пространственных и временных параметров их излучения. Эти исследования позволили выработать требования к резонатору лазера и оптической схеме формирования пучка в нелинейном кристалле [3].

Анализ опубликованных результатов исследований показывает, что для обеспечения эффективности преобразования излучения ЛПМ в УФ область спектра $\sim 35\%$ необходимо:

- использование неустойчивых резонаторов с коэффициентом увеличения 50–100;
- применение активных трубок с оптимальным распределением коэффициента усиления по сечению;
- использование в качестве нелинейной среды кристаллов ВВО и *c*-LBO;
- применение анаморфотных оптических систем, позволяющих сформировать пучок с расходимостью, меньшей угла синхронизма, в плоскости главного сечения нелинейного кристалла и его фокусировку в ортогональной плоскости, что даёт возможность обеспечить большую плотность излучения в этом кристалле и высокую эффективность нелинейного преобразования частоты.

Выполнение этих условий позволило получить УФ излучение мощностью ~ 1.75 Вт на $\lambda = 255.3$ нм в схеме с

Ю.Г.Градобоев, С.В.Кружалов, Ю.М.Мокрушин. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29

Ю.В.Гуляев. Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 103907 Москва, Моховая ул., 11

М.А.Казарян. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Н.А.Лябин. ФГУП "НПП «Исток», Россия, 141190 Фрязино, Московская обл., Вокзальная ул., 2а

О.В.Шакин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 26

Поступила в редакцию 23 апреля 2004 г.

одним активным элементом и ~ 4.7 Вт в схеме задающий генератор – усилитель. В обоих случаях получена высокая эффективность нелинейного преобразования частоты, близкая к 35 % [4, 5].

Отметим, что возможность практического применения лазеров данного типа в значительной степени определяется параметрами устройств управления пучком. Цель настоящего исследования – разработка и испытание быстродействующей системы управления спектральными и временными характеристиками излучения ЛПМ, предназначенной для использования в составе технологических установок различного назначения.

2. Экспериментальная установка

Функционально и конструктивно разработанная установка состоит из двух основных частей: ЛПМ и преобразователя частоты излучения, характеристики которых приведены ниже.

На рис. 1 представлена функциональная схема разработанного лазера. В качестве активного элемента в излучателе ЛПМ мы использовали отпаянную газоразрядную трубку LT-30 Cu [6], выходные оптические окна которой были изготовлены из плоскопараллельных просветленных стеклянных пластинок, приклеенных к торцам трубки. Это позволило свести к минимуму оптические aberrации в резонаторе излучателя. Трубка была установлена в телескопический неустойчивый резонатор с коэффициентом увеличения 60, состоящий из сферических вогнутых зеркал 1 и 2 с радиусами кривизны $R_1 = 3$ м и $R_2 = 5$ см и плоского зеркала 3 с отверстием связи диаметром 1 мм для вывода излучения. Для управления излучением лазера между зеркалами 2 и 3 внутри резонатора находился акустооптический перестраиваемый фильтр (АОПФ) [7, 8], изготовленный из кристалла парателлуриата (TeO_2). В АОПФ использовалась широкоугольная неколлинеарная геометрия акустооптического взаимодействия [9]. При такой геометрии взаимодействия АОПФ не требует настройки на угол Брэгга при изменении длины волны падающего излучения.

Формирование управляемого выходного излучения происходит следующим образом. Затравочный световой пучок в виде суперлюминесценции проходит через отверстие связи зеркала 3 и падает на АОПФ. В АОПФ при помощи пьезопреобразователя из LiNbO_3 возбуждается ультразвуковая волна с частотой Ω_1 или Ω_2 , соответ-

ствующей выполнению условий дифракции Брэгга для света с длинами волн $\lambda_1 = 510.6$ нм или $\lambda_2 = 578.2$ нм. Для каждой из этих волн происходит отклонение света в ± 1 -е порядки дифракции. Зеркало 2 настраивается таким образом, чтобы отраженные от него и второй раз продифрагировавшие на ультразвуке световые пучки возвращались обратно в резонатор лазера, отражались от зеркала 1, усиливались в результате двойного прохождения через активную среду и при помощи зеркала 3 выводились наружу. В АОПФ используется анизотропная дифракция света на ультразвуке, а нормальными типами световых волн являются волны с линейной поляризацией. В результате настройки зеркала 2 на тот или иной порядок дифракции поляризация излучения в выходном лазерном пучке становится линейной, а частота излучения после каждого прохода через резонатор сдвигается на $2\Omega_1$ или $2\Omega_2$. При подаче перед началом генерации лазерного импульса на пьезопреобразователь АОПФ радиоимпульсов с несущими частотами Ω_1 или Ω_2 (раздельно или одновременно) включается обратная связь в резонаторе лазера и на выходе появляются световые импульсы с заданной длиной волны. Частоты Ω_1 и Ω_2 , соответствующие λ_1 и λ_2 , в нашем случае равнялись 157 и 133 МГц. Блок управления позволял управлять временем появления каждого светового импульса, а амплитуда световых импульсов могла изменяться путем изменения амплитуды радиоимпульсов на входе АОПФ.

Для подавления суперлюминесценции в отсутствие импульсов управления, а также для угловой селекции выходное излучение пропускается через пространственный фильтр в виде диафрагмы 9, установленной в фокусе линзы 5. Кроме того, АОПФ выполняет роль эффективного поляризатора лазерного излучения. Сравнение выходных мощностей лазера с АОПФ и лазера с призмой Глана вместо АОПФ показало, что для одной и той же мощности накачки средняя выходная мощность ЛПМ остается практически одинаковой при эффективности дифракции в АОПФ $\sim 80\%$.

Таким образом, использование системы внутррезонаторного управления выходным излучением ЛПМ с АОПФ позволяет управлять длиной волны и амплитудой каждого светового импульса лазера без изменения режима разогрева активного элемента и направления распространения света. Это существенно расширяет возможности технологического применения как основного излучения ЛПМ, так и излучения, преобразованного в

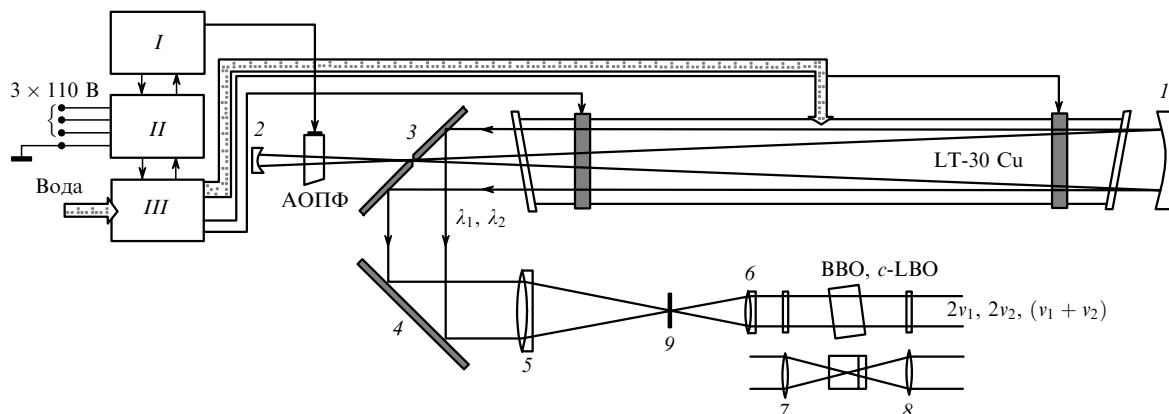


Рис. 1. Функциональная схема ЛПМ с преобразованием излучения во вторую гармонику:

I – блок управления; II – высоковольтный преобразователь; III – модуляторный блок; 1–4 – зеркала; 5–8 – линзы; 9 – диафрагма.

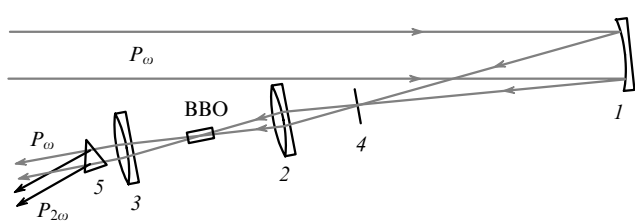


Рис.2. Оптическая схема с анаморфотными линзами: 1 – сферическое зеркало; 2 – бифокальная линза; 3 – цилиндрическая линза; 4 – диафрагма; 5 – призма.

УФ область спектра. Например, можно сформировать пучок импульсов с длинами волн 510.6, 578.2, 255.3, 289.1 и 271.1 нм, промодулированных по амплитуде по определенному закону.

Прошедшее через диафрагму излучение поступает далее на оптическую систему формирования светового пучка. При выборе этой системы мы руководствовались результатами работы [4], в которой использовалась анаморфотная оптическая система [10], позволявшая в одной плоскости (главная плоскость кристалла) формировать параллельный световой пучок шириной 3.75 мм, а в другой, ортогональной плоскости – сходящийся пучок с фокусировкой внутри нелинейного кристалла ВВО [11]. На рис.2 представлен первый вариант оптической схемы, который применялся нами для преобразования излучения ЛПМ во вторую гармонику.

Выходное излучение лазера в виде параллельного пучка диаметром 20 мм с линейной поляризацией в плоскости рис.2 отражалось от сферического зеркала 1 с радиусом кривизны 1 м, установленного под углом $\sim 3^\circ$ к падающему пучку. В фокальной плоскости зеркала 1 находилась диафрагма 4 диаметром 0.2 мм. Измерение размеров светового пятна в фокальной плоскости измерительной линзы с фокусным расстоянием 1 м показало, что для пучков, прошедших через диафрагму, основная часть энергии излучения сосредоточена в пределах угловой расходимости 2.3×10^{-4} рад. После диафрагмы на расстоянии 94 мм от неё располагалась бифокальная линза 2 с разными фокусными расстояниями во взаимно ортогональных плоскостях: $F_1 = 36$ мм в плоскости рисунка и $F_2 = 94$ мм в ортогональной плоскости. За линзой 2 в плоскости рисунка формировался сходящийся световой пучок с фокусом, расположенным на расстоянии 60 мм от линзы 2, а в ортогональной плоскости – параллельный пучок шириной 3.76 мм. Измеренная ширина светового пучка в фокусе составила 80 мкм по половине мощности.

Для преобразования излучения использовался кристалл ВВО ($10 \times 6 \times 4$ мм), установленный в перетяжке светового пучка. Ориентация кристалла ($\theta = 46.2^\circ$, $\varphi = 90^\circ$) была выбрана такой, чтобы при нормальном падении света на переднюю грань выполнялись условия фазового синхронизма для получения суммарной частоты излучения с $\lambda = 271.1$ нм, а поворот кристалла в главной плоскости в ту или другую сторону от этого положения соответствовал условиям получения вторых гармоник для основных длин волн ЛПМ: $\theta = 50.7^\circ$ для $\lambda = 255.3$ нм и 42.5° для $\lambda = 289.1$ нм. Передняя грань кристалла имела просветляющее покрытие на длины волн ЛПМ, а выходная грань была просветлена для УФ области (250–

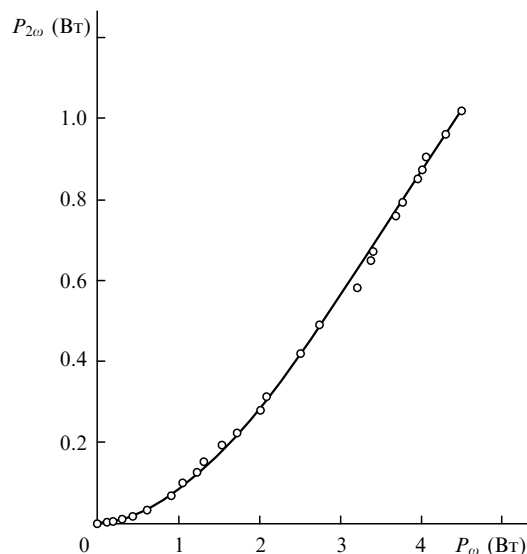


Рис.3. Зависимость средней выходной мощности $P_{2\omega}$ излучения второй гармоники на $\lambda = 255.3$ нм от средней мощности P_ω излучения на основной длине волны $\lambda_1 = 510.6$ нм ЛПМ для оптической схемы преобразования с анаморфотными линзами.

300 нм). Для преобразования расходящегося УФ излучения в параллельный пучок диаметром ~ 4 мм после кристалла ВВО была установлена кварцевая цилиндрическая линза 3 с фокусным расстоянием 60 мм. Кварцевая призма 5 осуществляла угловую селекцию УФ излучения от излучения ЛПМ с основными длинами волн. Средние выходные мощности излучения на основных и преобразованных длинах волн одновременно измерялись калориметрическими измерителями ИМО-2 (на рис.2 не изображены), установленными после призмы 5.

3. Результаты эксперимента

На рис.3 приведена зависимость средней выходной мощности $P_{2\omega}$ излучения второй гармоники на $\lambda = 255.3$ нм от средней мощности P_ω излучения на основной длине волны $\lambda_1 = 510.6$ нм. Измерения проводились при полностью подавленной жёлтой линии генерации лазера и частоте повторения световых импульсов 7 кГц. Средняя выходная мощность излучения с $\lambda = 255.3$ нм составила 1 Вт при КПД преобразования (отношение средних мощностей накачки и УФ излучения) 22.6 %. При перестройке лазера на основную длину волны $\lambda_2 = 578.2$ нм средняя мощность излучения второй гармоники на $\lambda = 289.1$ нм равнялась 700 мВт при КПД преобразования 21 %. Средняя мощность излучения на $\lambda = 271.1$ нм составила 1.2 Вт при средней мощности лазерного излучения 4.5 Вт и 3.3 Вт на $\lambda_1 = 510.6$ нм и $\lambda_2 = 578.2$ нм соответственно. Мощность излучения на суммарной частоте оказалась больше, чем на частоте второй гармоники $2\nu_1$, что, на наш взгляд, было связано с большими потерями на поглощение в кристалле ВВО на $\lambda = 255.3$ нм по сравнению с аналогичными потерями на $\lambda = 271.1$ нм.

Оптическая схема преобразования, показанная на рис.2, имеет недостатки. Во-первых, использование многокомпонентной анаморфотной линзовой системы формирования светового пучка в силу сложности её изготовления может приводить к aberrациям в пучке основной гармоники и в преобразованном УФ излучении. Во-вторых, при перестройке длины волны преобразованного излуче-

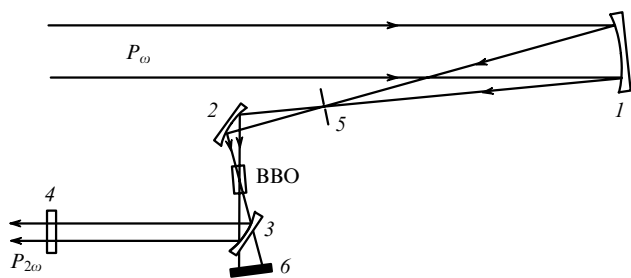


Рис.4. Оптическая схема с зеркалами: 1, 2 – сферические зеркала; 3 – цилиндрическое зеркало; 4 – плоскопараллельная кварцевая пластинка; 5 – диафрагма; 6 – фильтр.

ния в схеме возможны хроматические aberrации. Кроме того, применение разделительной кварцевой призмы усложняет вывод излучения из лазера и ведёт к дополнительным оптическим потерям.

Для достижения максимальной эффективности преобразования частоты излучения, как правило, необходим комплект линз с разными фокусными расстояниями, что приводит к усложнению настройки и повышению стоимости оптической системы формирования. Устранить указанные недостатки при сохранении достоинств, присутствующих в схеме с линейной фокусировкой светового пучка, можно при использовании зеркальной фокусирующей оптики вместо линзовой. В связи с этим мы разработали иной вариант оптической схемы для преобразования излучения ЛПМ во вторую гармонику (рис.4), который был реализован в ходе выполнения работы.

В этой схеме вместо бифокальной линзы 2 (рис.2) применялось сферическое зеркало 2 с радиусом кривизны R , установленное под углом α к падающему на него световому пучку. Известно, что при наклонном падении лучей эквивалентные фокусные расстояния зеркала для двух взаимно ортогональных плоскостей (плоскости падения и ортогональной к ней плоскости) не равны и определяются выражениями $F_1 = (R/2) \cos \alpha$, $F_2 = R/(2 \cos \alpha)$ [12]. При установке зеркала 2 на расстоянии $\sim F_2$ от фокуса зеркала 1 в одной плоскости (плоскость рисунка) формируется сходящийся световой пучок, а в другой – параллельный. Чтобы геометрические параметры светового пучка, падающего на нелинейный кристалл (форма и размер перетяжки, угол сходимости) остались такими же, как и для оптической схемы преобразования, приведённой на рис.2, были выбраны $R = 120$ мм и $\alpha \approx 45^\circ$. Кристалл ВВО с теми же параметрами, что и для рис.2, помещался в перетяжке светового пучка. Для реколлимации расходящегося в одной плоскости (плоскость рисунка) УФ излучения после кристалла было установлено цилиндрическое зеркало 3 (рис.4) с радиусом кривизны 180 мм. Зеркало 3 отражало УФ излучение и пропускало излучение на основных длинах волн ЛПМ, которое затем поглощалось фильтром 6. Дополнительная селекция выходного УФ излучения осуществлялась при помощи плоскопараллельной кварцевой пластинки 4 с интерференционным покрытием.

На рис.5 приведены экспериментальные зависимости средней выходной мощности $P_{2\omega}$ излучения второй гармоники на $\lambda = 255.3$ нм от средней мощности P_ω излучения на $\lambda_1 = 510.6$ нм для схемы преобразования, изображённой на рис.4. Измерения проводились при $f = 7.5$ кГц. Средняя выходная мощность излучения с $\lambda = 255.3$ нм составила 1.4 Вт при КПД преобразования 28 %. При

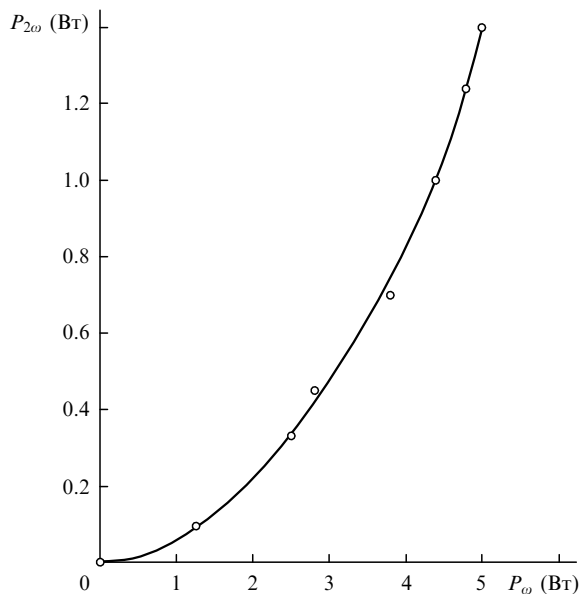


Рис.5. Зависимость средней выходной мощности $P_{2\omega}$ излучения второй гармоники на $\lambda = 255.3$ нм от средней мощности P_ω излучения на основной длине волны $\lambda_1 = 510.6$ нм ЛПМ для оптической схемы преобразования с зеркалами.

перестройке лазера на основную длину волны $\lambda_2 = 578.2$ нм средняя мощность излучения второй гармоники с $\lambda = 289.1$ нм равнялась 700 мВт при КПД преобразования 23 %. Средняя мощность лазерного излучения на $\lambda = 271.1$ нм составила 1.4 Вт при средней мощности лазерного излучения 5 и 3 Вт на длинах волн $\lambda_1 = 510.6$ нм и $\lambda_2 = 578.2$ нм соответственно.

Одним из возможных применений разработанной УФ системы с управляемым ЛПМ являются резка, скрайбирование, сверление и обработка таких материалов, как

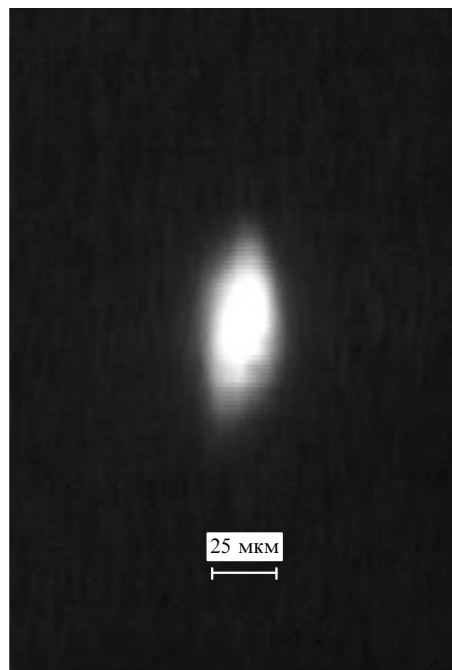


Рис.6. Фотография пятна лазерного излучения на $\lambda = 255.3$ нм в фокальной плоскости кварцевой линзы с фокусным расстоянием 100 мм.

стекло, сапфир, алмаз, GaN и т. д. Для этих целей большее значение имеет форма светового пятна и расходимость УФ излучения. На рис.6 показана фотография пятна лазерного излучения с $\lambda = 255.3$ нм в фокальной плоскости кварцевой линзы с фокусным расстоянием 100 мм. Световое пятно имело форму эллипса с соотношением осей 3 : 1. Длина меньшей оси равнялась 25 мкм и соответствовала плоскости фазового синхронизма нелинейного кристалла ВВО. Полученная в этой плоскости расходимость излучения 2.5×10^{-4} рад примерно соответствует углу синхронизма (0.2 – 0.3 мрад/см) для кристалла ВВО длиной 1 см.

Таким образом, нелинейный кристалл выполняет роль углового фильтра пространственных частот для основного излучения ЛПМ, которое преобразуется во вторую гармонику. Для получения пятна круглой формы в рассмотренной схеме нелинейного преобразования необходимо уменьшать (приблизительно в 4 – 5 раз) расходимость основного излучения ЛПМ. Это возможно сделать с использованием системы генератор – усилитель лазерного излучения на парах меди [5].

1. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
2. Карпухин В.Т., Маликов М.М. *Квантовая электроника*, **33** (5), 416 (2003).
3. Little C.E. *Metal Vapour Lasers. Physics and Application* (Chichester: Wiley, 1999).
4. Coutts D.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31** (12), 2208 (1995).
5. Trickett R.I., Withford M.J., Brown D.J.W. *Opt. Lett.*, **23** (3), 189 (1998).
6. Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Угольников С.А., Королева М.Е., Казарян М.А. *Квантовая электроника*, **31** (3), 191 (2001).
7. Казарян М.А., Кружалов С.В., Лябин Н.А., Мокрушин Ю.М., Парфенов В.А., Прохоров А.М., Шакин О.В. *Квантовая электроника*, **25** (9), 773 (1998).
8. Gulyaev Yu.V., Kazaryan M.A., Mokrushin Yu.M., Prokhorov A.M., Shakin O.V. *Laser Phys.*, **12** (11), 1368 (2002).
9. Yano T., Watanabe A. *Appl. Opt.*, **15** (9), 2250 (1976).
10. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генерация второй гармоники и параметрические генераторы* (М.: Радио и связь, 1982).
11. Dmitriev V.G., Nikogosyan D.N., Gurzadyan G.G. *Handbook on Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
12. Stavroudis O.N. *J. Opt. Soc. Am.*, **7**, 1483 (1968).