

Высокоэффективные импульсные лазеры на АИГ : Nd с преобразованием частоты излучения

В.А.Коновалов, В.Л.Павлович, Е.В.Раевский

Исследованы энергетические характеристики излучения лазеров на АИГ: Nd с внутррезонаторными нелинейно-оптическими преобразователями частоты на кристаллах КТР. Для лазеров с ламповой накачкой в режимах внутррезонаторной ГВГ и внутррезонаторной параметрической генерации получены КПД 1.0 и 0.55% соответственно.

Ключевые слова: твердотельный лазер, генерация второй гармоники, параметрический генератор света, кристалл КТР.

1. Введение

Использование нелинейных кристаллов позволяет значительно расширить диапазон длин волн выходного излучения твердотельных лазеров. В частности, применение нелинейно-оптических преобразователей частоты, основанных на ГВГ и параметрической генерации, обеспечивает эффективное преобразование излучения неодимовых лазеров с длиной волны 1.06 мкм в видимую и ИК области спектра.

Среди нелинейных кристаллов большое внимание привлекает калий-титанил-фосфат KTiOPO_4 (КТР). Большой коэффициент нелинейной связи, высокая лучевая стойкость, а также большие угловая и температурная ширины синхронизма предопределяют его эффективное использование для преобразования частоты излучения импульсных лазеров на АИГ : Nd [1, 2].

Экспериментальные исследования показывают, что при преобразовании основного излучения с помощью КТР во вторую оптическую гармонику или в излучение на частоте сигнальной волны параметрического генератора света (ПГС) (с длиной волны ~ 1.6 мкм) типичный коэффициент преобразования по энергии достигает 40–60 % [3–5].

Следует отметить, что для импульсных лазеров на АИГ : Nd с электрооптической модуляцией добротности резонатора при сравнительно небольшой энергии импульса выходного излучения (50–100 мДж) оптимальное пропускание выходного зеркала также составляет 40–60 %. Это обстоятельство создает предпосылки для эффективного нелинейно-оптического преобразования в случае размещения нелинейного кристалла внутри резонатора лазера на АИГ : Nd. Настоящая статья посвящена экспериментальному исследованию эффективности импульсных твердотельных лазеров с внутррезонаторным преобразованием частоты излучения в кристаллах КТР.

2. Внутррезонаторная ГВГ

Для удвоения частоты лазера на АИГ : Nd в кристалле КТР наиболее часто используется синхронизм II типа в плоскости xz ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 23.5^\circ$) [1]. При ВРГВГ возникают определенные затруднения, связанные с тем, что основное излучение после прохождения кристалла КТР приобретает в общем случае эллиптическую поляризацию. На кристалл КТР, обладающий синхронизмом II типа, подается линейно поляризованное основное излучение, плоскость поляризации которого составляет угол 45° с осью z кристалла. Учет разности показателей преломления вдоль оси z и вдоль ортогонального направления показывает, что набег фазы, возникающий вследствие двулучепреломления, составляет 2π на длине кристалла, равной приблизительно 12 мкм [5]. Поскольку длина нелинейного элемента из КТР составляет обычно 5–10 мм, прошедшее кристалл основное излучение обладает в общем случае эллиптической поляризацией.

Следует отметить, что при подаче на входную грань кристалла основного излучения, обладающего любым из указанных состояний поляризации, эффективность ГВГ не изменяется. Это обстоятельство открывает широкие возможности для создания оригинальных оптических схем лазеров с удвоением частоты излучения в кристалле КТР. Эксперименты показывают, что даже для неполяризованного излучения эффективность его преобразования во вторую гармонику достаточно высока и составляет 60–70 % от максимальной эффективности, полученной при преобразовании линейно поляризованного излучения.

Так, наличие поляризатора в резонаторе лазера на АИГ : Nd с электрооптической модуляцией добротности приводит к дополнительным потерям, вызванным деполаризацией основного излучения в нелинейном кристалле. Для сохранения линейной поляризации основного излучения в резонаторе лазера, содержащем кристалл КТР, между кристаллом и выходным зеркалом дополнительно размещается четвертьволновая фазовая пластинка [6, 7]. Однако использование указанной схемы не устраняет деполаризацию, связанную с пространственно-неоднородным двулучепреломлением, возникающим в ци-

цилиндрическом активном элементе под действием излучения лампы накачки. С увеличением средней мощности накачки доля деполаризованного излучения может достигать 12–25 % в зависимости от термооптических характеристик используемого активного элемента. Кроме того, представленный в [2, 8] анализ термооптических искажений в активных элементах показывает, что деполаризация излучения в каждой точке поперечного сечения активного элемента зависит от координат этой точки. Следствием этого является возрастание пространственной неоднородности структуры выходного лазерного излучения.

Для получения высокоэффективной ВРГВГ в нелинейном элементе с взаимодействием II типа в условиях сильной деполаризации лазерного излучения в активном элементе авторами [9] была предложена оптическая схема с поляризационно замкнутым резонатором, показанная на рис. 1. Рассмотрим некоторые особенности работы данной схемы.

Прежде всего отметим поворот плоскости поляризации, возникающий при обходе лазерным излучением левого плеча резонатора. Так, если справа на расщепляющий поляризатор падает линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого наклонена под углом α (рис. 1), то после обхода петлеобразного участка резонатора и повторного прохождения расщепляющего поляризатора излучение приобретает линейную поляризацию, плоскость которой составляет угол $90^\circ - \alpha$ с плоскостью собственных поляризаций расщепляющего поляризатора. В результате плоскость поляризации излучения, входящего в левое плечо резонатора, будет при каждом обходе поворачиваться на угол $\beta = 90^\circ - 2\alpha$.

При использовании поляризационно замкнутого резонатора генерация излучения в активном элементе из АИГ:Nd может быть реализована для любого состояния поляризации. В то же время, как уже отмечалось выше, эффективность преобразования основного излучения во вторую гармонику является максимальной, если его плоскость поляризации составляет угол 45° с осью z нелинейного кристалла КТР, и уменьшается до нуля, если этот угол равен 0 или 90° .

Поскольку выход излучения из резонатора осуществляется только на частоте второй гармоники, основное излучение, поляризованное под углом 0 или 90° к оси z , обладает минимальными генерационными потерями. Следовательно, при ориентации оси z нелинейного кристалла под азимутальным углом φ , составляющим 0 или 90° относительно плоскости собственных поляризаций расщепляющего поляризатора, резонатор оказывается

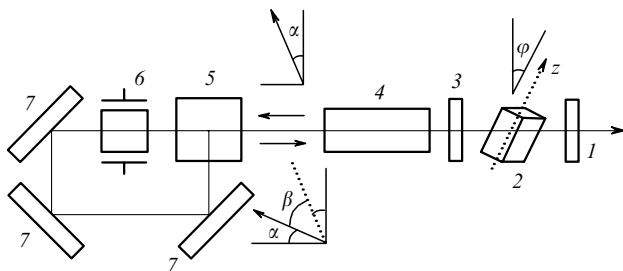


Рис. 1. Оптическая схема лазера с ВРГВГ: 1 – выходное дихроичное зеркало; 2 – нелинейный элемент с взаимодействием II типа; 3 – возвратное дихроичное зеркало; 4 – активный элемент; 5 – расщепляющий поляризатор; 6 – электрооптический элемент; 7 – зеркала.

наиболее добротным для двух соответствующих состояний линейно поляризованного основного излучения, плоскости поляризации которых или параллельны оси z , или перпендикулярны ей. Для таких φ плоскость поляризации основного излучения при обходе левого плеча резонатора будет поворачиваться на угол $\beta = 90^\circ - 2\varphi = \pm 90^\circ$, т. е. оба состояния поляризации генерируемого излучения сохраняются, последовательно преобразуясь друг в друга. Направления плоскости поляризации основного излучения сохраняются также при $\varphi = 45^\circ$, поскольку при этом $\beta = 90^\circ - 2\varphi = 0$.

В остальных случаях, когда $0 < \varphi < 90^\circ$ и $\varphi \neq 45^\circ$, при каждом обходе левого плеча резонатора направления плоскости поляризации основного излучения изменяется. Это позволяет, при возвращении излучения в правое плечо резонатора, преобразовывать во вторую гармонику основное излучение, которое первоначально было поляризовано не оптимально с точки зрения эффективности ГВГ. Таким образом, генерируемое в АИГ:Nd основное излучение с произвольной ориентацией плоскости поляризации, циркулируя в резонаторе, постоянно меняет эту ориентацию, эффективно преобразовываясь во вторую гармонику и покидая резонатор в тех случаях, когда состояние поляризации в момент прохождения излучением нелинейного элемента оказывается оптимальным.

Экспериментальная зависимость, показывающая изменение выходной энергии излучения на частоте второй гармоники, полученная при азимутальном вращении кристалла КТР вокруг оси резонатора лазера на АИГ:Nd, представлена на рис. 2. Видно, что при $\varphi = 0, 45$ и 90° энергия импульсов выходного излучения снижается. Максимумы энергии, наблюдаемые при промежуточных углах φ , объясняются тем, что основное излучение, поляризованное параллельно или перпендикулярно оси z и поэтому не преобразованное во вторую гармонику, после обхода резонатора и возвращения в нелинейный кристалл оказывается поляризованным оптимально для ГВГ.

Рассмотрим результаты практического применения рассмотренной схемы в импульсных лазерах, работающих в режиме модуляции добротности резонатора с

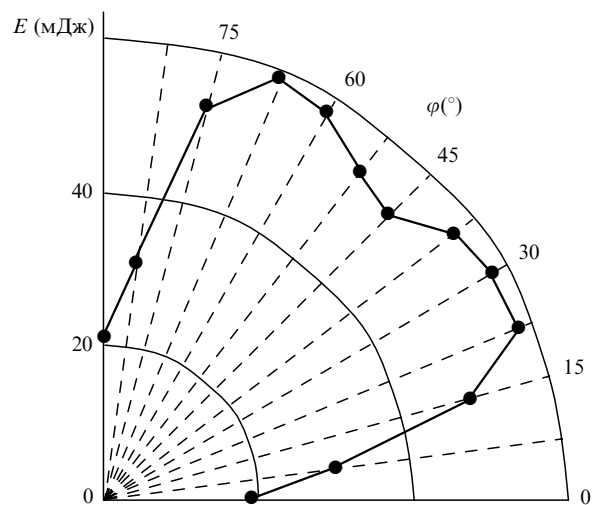


Рис. 2. Зависимость энергии выходного излучения на частоте второй гармоники от азимутального угла поворота оси z нелинейного кристалла КТР вокруг оси резонатора, соответствующей направлению синхронизма.

преобразованием частоты излучения во вторую гармонику. Генерационные характеристики лазера на АИГ: Nd с электрооптическим затвором из ниобата лития, полученные в традиционной линейной схеме резонатора с внерезонаторным удвоением частоты излучения в нелинейном элементе из КТР, сравнивались с характеристиками лазера с ВРГВГ, в котором были использованы те же элементы, что и в предыдущем случае. Сравнение показывает, что КПД лазера с ВРГВГ, достигая $\sim 1\%$, существенно превышает эффективность лазера с внерезонаторным удвоением частоты в диапазоне энергий выходного излучения 20–70 мДж.

Некоторое снижение эффективности в диапазоне 70–100 мДж связано с тем, что с ростом коэффициента усиления возрастает оптимальное соотношение между выходным и циркулирующим в резонаторе потоками излучения. Увеличению этого соотношения в лазере с ВРГВГ препятствуют ограничения коэффициента преобразования излучения во вторую гармонику, связанные со свойствами нелинейного кристалла, его тепловым режимом, а также с энергетическими и пространственно-временными характеристиками основного излучения [10].

Рассмотренная схема позволяет обеспечивать эффективную работу лазера в режиме высоких частот повторения импульсов накачки. Как уже отмечалось выше, особенностью лазера с поляризационно замкнутым резонатором является практически полная нечувствительность его генерационных характеристик к двулучепреломлению в активном элементе. Кроме того, высокая теплопроводность кристалла КТР в сочетании с низким поглощением на рабочих длинах волн и слабой зависимостью показателя преломления от температуры обеспечивают малую чувствительность коэффициента преобразования основного излучения во вторую гармонику к увеличению средней мощности лазерного излучения.

В результате при увеличении частоты повторения импульсов до 500 Гц была достигнута энергия импульсов 30 мДж, что соответствовало средней мощности выходного лазерного излучения на частоте второй гармоники 15 Вт [11]. Следует отметить, что при таком режиме накачки полученная выходная энергия для однокаскадного лазера на АИГ: Nd, в котором использована традиционная линейная схема с электрооптической модуляцией добротности, является практически недостижимой. В рассматриваемом случае основным фактором, ограничивающим дальнейшее повышение частоты повторения импульсов, является предельное значение удельной электрической мощности, подаваемой на лампу накачки.

3. Внутррезонаторная параметрическая генерация света

В настоящее время лазеры с излучением на длине волн в области 1.5 мкм привлекают к себе большое внимание в связи с проблемой получения безопасного для зрения лазерного излучения [2]. Возможность эффективного преобразования излучения неодимовых лазеров с $\lambda_p = 1.06$ мкм в требуемый спектральный диапазон обеспечивает ПГС на кристалле КТР ($\theta = 90^\circ, \phi = 0$) [1]. Экспериментальные исследования однорезонаторного ПГС на кристалле КТР длиной 16 мм, использующего в качестве источника накачки многомодовый импульсный лазер на АИГ: Nd, показывают, что эффективности преобразования свыше 40% достигаются при превышении

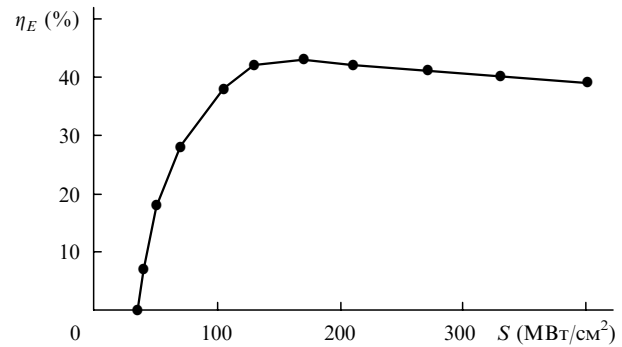


Рис.3. Зависимость коэффициента преобразования (по энергии) излучения импульсного лазера на АИГ: Nd ($\lambda_p = 1.064$ мкм) в излучение с $\lambda_s = 1.57$ мкм в ПГС на кристалле КТР длиной 16 мм от интенсивности накачки.

пороговой плотности мощности основного излучения в 3–4 раза (рис.3).

Поскольку эффективность преобразования существенно зависит от плотности мощности основного излучения, размещение ПГС внутри резонатора лазера на АИГ: Nd представляется целесообразным для повышения общей эффективности лазерной системы. Кроме того, применение коллинеарной накачки в данном случае позволяет повысить равномерность пространственного распределения интенсивности выходного излучения и обеспечить наиболее эффективное использование длины нелинейного кристалла.

В качестве источника основного излучения с $\lambda_p = 1.06$ мкм был использован импульсный лазер на АИГ: Nd, работающий в режиме модуляции добротности при частоте повторения импульсов накачки 30 Гц. Активный элемент из АИГ: Nd с размерами $\varnothing 5 \times 50$ мм имел концентрацию ионов неодима $\sim 1\%$. Накачка осуществлялась импульсной ксеноновой лампой ИНП-3/45 с нанесенным на внешнюю стенку баллона лампы диэлектрическим покрытием, фильтрующим УФ часть спектра излучения. Длительность импульса разрядного тока составляла 90 мкс. В качестве модулятора добротности был использован электрооптический элемент из ниобата лития.

Временные зависимости импульса основного излучения и импульса на частоте сигнальной волны, полученные для внутррезонаторного ПГС, показаны на рис.4. Оптическая длина резонатора лазера на АИГ: Nd в данном эксперименте равнялась 50 см. При этом длитель-

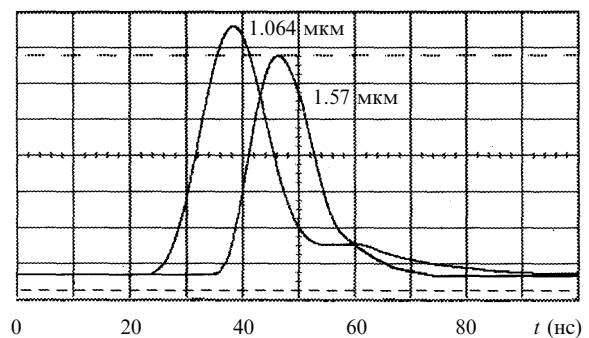


Рис.4. Оциллограммы излучения накачки ($\lambda_p = 1.064$ мкм) и излучения на частоте сигнальной волны ($\lambda_s = 1.57$ мкм), генерируемых в импульсном лазере на АИГ: Nd с внутррезонаторным ПГС на кристалле КТР.

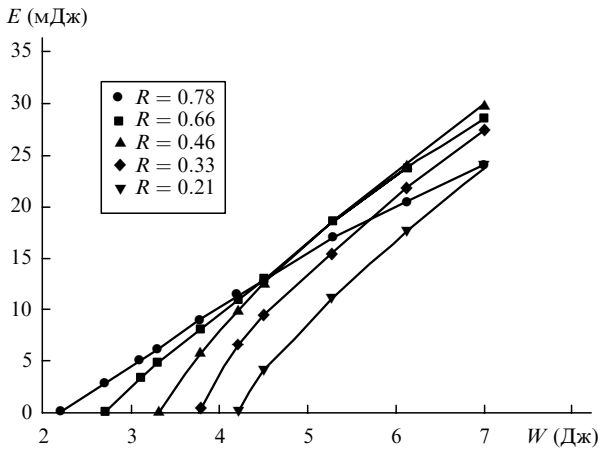


Рис.5. Зависимости энергии импульса излучения внутрирезонаторного ПГС на кристалле КТР длиной 20 мм от электрической энергии накачки при разных коэффициентах отражения выходного зеркала R.

ность импульса излучения накачки с длиной волны 1.064 мкм составляла ~20 нс. Поскольку процесс генерации излучения с $\lambda_s = 1.57$ мкм имеет пороговый характер [10], длительность соответствующего импульса была меньше (~15 нс).

На рис.5 представлены зависимости энергии импульса излучения внутрирезонаторного ПГС от электрической энергии накачки, подведенной к лампе лазера на АИГ :Nd, полученные при различных значениях коэффициента отражения выходного зеркала. Из рис.5 видно, что оптимальным является выходное зеркало с коэффициентом отражения примерно 50 %. Следует отметить, что зависимость энергии импульса ПГС от пропускания выходного зеркала имеет пологий характер и отклонения на $\pm 10\%$ от оптимального значения не приводят к заметному снижению выходной энергии.

Из анализа пороговых условий возникновения генерации в однорезонаторном ПГС следует снижение пороговой плотности мощности накачки с уменьшением длины резонатора [10, 12]. Особенно резко эта зависимость проявляется в случае внерезонаторного ПГС. Так, при увеличении длины резонатора с 3 до 10 см энергия импульса излучения на частоте сигнальной волны уменьшается на 35 % при фиксированной энергии импульса накачки [4]. В свою очередь, ограничение длины резонатора ПГС до нескольких сантиметров приводит к возрастанию расходимости излучения до 8–12 мрад, что является нежелательным для целого ряда практических применений. Как показывают исследования, при размещении ПГС внутри резонатора лазера накачки длина резонатора ПГС может варьироваться в гораздо более ши-

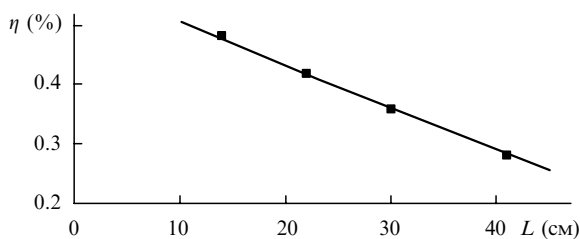


Рис.6. Отношение энергии импульса выходного излучения с $\lambda_s = 1.57$ мкм к подведенной к лампе электрической энергии накачки в зависимости от длины резонатора ПГС на кристалле КТР, размещенного внутри резонатора лазера на АИГ:Nd.

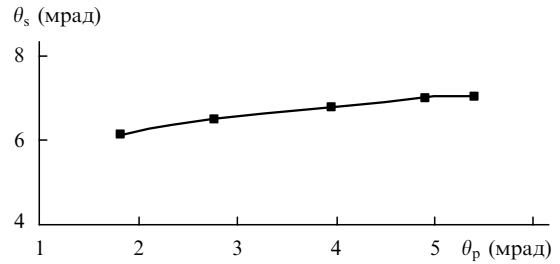


Рис.7. Зависимость расходимости θ выходного излучения ПГС на КТР с $\lambda_s = 1.57$ мкм от расходимости излучения накачки θ_p с $\lambda_p = 1.06$ мкм, полученная в резонаторе с плоскими зеркалами.

роких пределах. В частности, на рис.6 представлены результаты измерений полного КПД лазера с внутрирезонаторным ПГС, полученные при увеличении длины резонатора ПГС до 41 см.

Увеличение расстояния между зеркалами является наиболее простым и эффективным методом сужения диаграммы направленности лазерного излучения [13]. Однако, в отличие от лазеров на АИГ :Nd, расходимость выходного излучения ПГС зависит не только от параметров резонатора, но и от расходимости излучения накачки. В экспериментах был использован ПГС на кристалле КТР с размерами $7 \times 7 \times 20$ мм. Резонатор ПГС длиной 12 см, образованный плоскими зеркалами, в свою очередь размещался внутри резонатора лазера на АИГ :Nd. Измерения проводились при двукратном превышении энергии накачки над порогом возникновения генерации в ПГС. При этом излучение ПГС было многомодовым, а диаметр луча составлял ~4.5 мм. Зависимость расходимости выходного излучения внутрирезонаторного ПГС от расходимости излучения лазера на АИГ :Nd представлена на рис.7. Видно, что трехкратное увеличение расходимости излучения накачки с 1.8 до 5.4 мрад вызывает незначительное изменение расходимости излучения ПГС с 6.2 до 7 мрад. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что расходимость излучения ПГС в основном определяется конфигурацией его резонатора.

При нахождении КПД лазера с внутрирезонаторным нелинейно-оптическим преобразованием частоты энергия импульсов выходного излучения измеряется в зависимости от электрической энергии, подведенной к лампе лазера накачки – источника основного излучения. Это позволяет провести экспериментальное сравнение эффективности генератора второй оптической гармоники и параметрического генератора света на кристаллах КТР, преобразующих основное излучение импульсного лазера на АИГ :Nd. Чтобы получить сопоставимые результаты, все измерения были выполнены на одной экспериментальной установке при частоте повторения импульсов накачки 30 Гц. Полученные энергии импульсов выходного излучения с длинами волн 0.53 и 1.57 мкм представлены на рис.8.

Внутрирезонаторное преобразование частоты основного излучения во вторую гармонику осуществлялось в соответствии с оптической схемой (см. рис.1) в термостатированном преобразователе частоты с нелинейным элементом из КТР длиной 8 мм. Для внутрирезонаторного ПГС были использованы элемент из КТР длиной 20 мм и выходное зеркало с коэффициентом отражения 55 % на длине волны 1.57 мкм. В качестве примера на рис.8 приведена также соответствующая зависимость

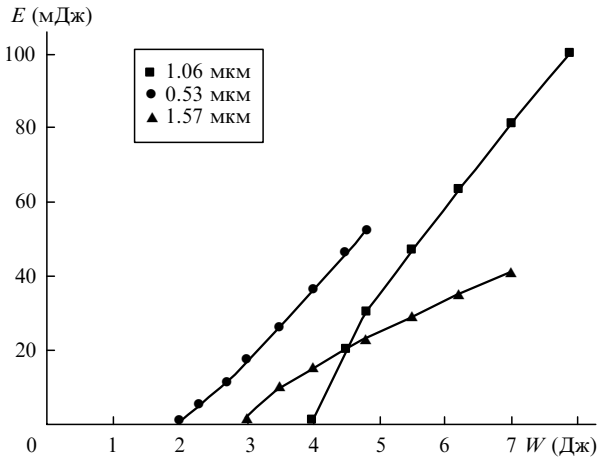


Рис.8. Зависимости энергии импульсов выходного излучения для ВРГВГ (●) и внутррезонаторного ПГС (▲), а также энергии основного излучения лазера на АИГ : Nd (■) от электрической энергии лампы накачки при разных длинах волн.

для энергии импульсов основного излучения лазера на АИГ : Nd, работающего в режиме модуляции добротности, полученная при коэффициенте отражения выходного зеркала 27%. Максимальные КПД на основной частоте и

частотах второй гармоники и сигнальной волны ПГС составили 1.2, 1.0 и 0.55 % соответственно.

1. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of nonlinear optical crystals* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
2. Koechner W. *Solid-state laser engineering* (Berlin: Springer-Verlag, 1996).
3. Rines G.A., Rines D.M., Moulton P.F. In: *Conf. CLEO'93* (Optical Society of America, Washington, DC, 1993, CPD16, p.32).
4. Jones R.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2379**, 357 (1994).
5. Коновалов В.А., Павлович В.Л., Раевский Е.В., Шалаев Е.А. *Электронная техника. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, **53**, 39 (1990).
6. Liu K.C. US Patent 4617666 (1985).
7. Богданов С.Ф., Конвисар П.Г. Патент РФ № 1429881 (1985); *БИ*, № 2 (1995).
8. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
9. Забавин В.Н., Павлович В.Л., Раевский Е.В., Спицын Е.М. Патент РФ № 2073948 (1994); *БИ*, № 5 (1997).
10. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света* (М.: Радио и связь, 1982).
11. Raevsky E.V., Pavlovitch V.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3265**, 164 (1998).
12. Brosnan S.J., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 415 (1979).
13. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).