

В.Т. Карпухин, Ю.Б. Конев, М.М. Маликов

ГСЧ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Представлены результаты исследований генерации ультрафиолета ($\lambda = 0,51$ мкм) за счет суммирования частот излучения лазера на парах меди ($\lambda = 0,51$ мкм и $\lambda = 0,578$ мкм) в нелинейном кристалле DKDP. Для взаимодействия типа ООЕ получены средняя мощность УФ 0,2 Вт и кпд преобразования η 3 % при средней мощности неполяризованного излучения на входе в кристалл 14 Вт. Показано, что существенное влияние на η оказывают расходимость, амплитуда импульсов желтой и зеленой линий и их относительная задержка.

1. Введение

В последнее время проявляется интерес к использованию лазеров на парах меди (ЛПМ) и нелинейных кристаллов для получения ультрафиолетового излучения (УФИ) [1, 2]. Видимый диапазон излучения ЛПМ дает возможность генерировать УФИ сразу на второй гармонике преобразования в таких нелинейных кристаллах, как KDP, DKDP, BBO и др. Весьма высокий кпд ЛПМ и средняя мощность 10–100 Вт позволяют надеяться на достижение значительной эффективности устройства в целом и на достижение больших мощностей УФИ. Поскольку ЛПМ излучает на двух длинах волн импульсы, близкие по амплитуде и длительности, то в целях полного использования всей энергии излучения целесообразно осуществлять механизм генерации суммарной частоты (ГСЧ). Длины волн излучения ЛПМ: $\lambda_1 = 0,51$ мкм – зеленая и $\lambda_2 = 0,578$ мкм – желтая, преобразуются в УФИ с $\lambda_3 = 0,271$ мкм.

В наших экспериментах использовался кристалл DKDP, обладающий большим коэффициентом эффективной нелинейности $d_{eff}(\theta)$, высокой прозрачностью и малым углом сноса необыкновенного луча. Согласно нашим расчетам, для указанных длин волн в DKDP возможен механизм ГСЧ при угле синхронизма $78,8^\circ$ (температура кристалла $T = 333$ К) по взаимодействию типа ООЕ. Типы взаимодействия ЕОЕ и ОЕЕ отсутствуют для данных условий.

В связи с тем, что эффективность ГСЧ зависит от пиковой мощности и качества луча, были проведены исследования ряда параметров излучения используемого ЛПМ. Известно [3, 4], что ЛПМ с телескопическим неустойчивым резонатором (ТНР) излучает суммарный по длинам волн импульс, состоящий из трех, четырех пучков, которые имеют различную расходимость и несут в себе различную долю энергии импульса. Эти пучки сдвинуты по времени относительно друг друга, так как формируются на разных проходах луча в резонаторе за время существования инверсии порядка 30 нс. Параметры пучков зависят от коэффициента увеличения M резонатора, геометрии разрядной трубки и режимов возбуждения ЛПМ.

2. Описание эксперимента

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 1. Использовался серийный ЛПМ 1 со средней мощностью 20 Вт, при частоте следования импульсов 10 кГц, снабженный ТНР с $M = 5$. Диаметр луча D на выходе из ЛПМ равнялся 20 мм. Излучение ЛПМ с помощью двух плоских зеркал 2 направлялось в коллиматор, состоящий из двух линз 3, 4 и преобразующий широкий луч в луч с диаметром $d = 1 - 3$ мм, с целью повышения плотности мощности излучения в кристалле 5. Фокусное расстояние входной линзы 3 $f_1 = 533$ мм было постоянным, а выходной линзы 4 f_2 варьировалось в эксперименте.

Кристалл DKDP имел длину $L = 40$ мм и был помещен в термостат с электронной стабилизацией температуры (с точностью до $0,2^\circ$). Термостат устанавливался на юстировочный столик, что позволяло подстраиваться под угол синхронизма. На выходе из

кристалла лучи с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ разделялись по углу кварцевой призмой 6. УФ-луч фокусировался с помощью линзы 7 ($f_3 = 280$ мм) из CaF_2 в измеритель мощности 8 калориметрического типа. Для изучения временных характеристик импульсов излучения вместо калориметра 8 использовались фотоэлемент и осциллограф.

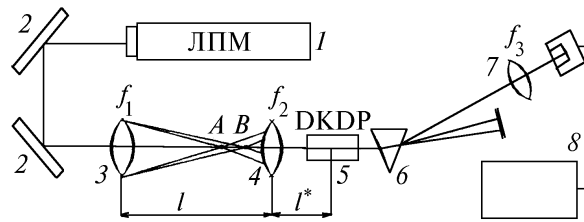


Рис. 1

3. Результаты

Импульсы мощности излучения на выходе ЛПМ $U_1(t), U_2(t)$ для длин волн λ_1 и λ_2 представлены на рис. 2, а. Пиковые значения U_1 и U_2 составили соответственно $1 \cdot 10^5$ и $6 \cdot 10^4$ Вт, энергии – $1,3 \cdot 10^{-3}$ и $0,7 \cdot 10^{-3}$ Дж. Задержка между импульсами зеленой и желтой линий τ составила 7–8 нс.

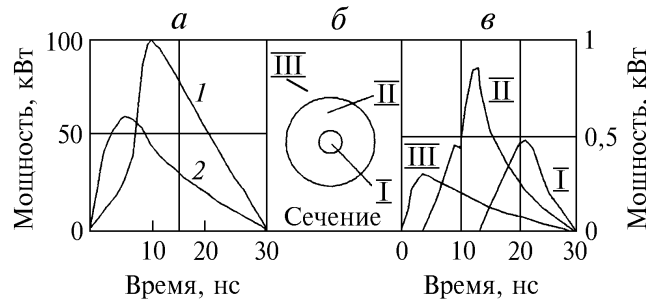


Рис. 2. Импульсы мощности излучения ЛПМ. Кривая 1 – $U_1, \lambda = 0,51$ мкм; 2 – $U_2, \lambda = 0,578$ мкм (а). Картина в дальней волновой зоне (б). Импульсы пучков излучения ($\lambda_1 + \lambda_2$) в относ. единицах (в). Расходимость φ , рад: I – $3 \cdot 10^{-4}$, II – $1,5 \cdot 10^{-3}$, III $\geq 7 \cdot 10^{-3}$

Расходимость суммарного по длинам волн луча ЛПМ в дальней волновой зоне определялась по диаметру пятен в фокальной плоскости длиннофокусной линзы с $f = 9684$ мм. Наблюдалось три пятна различного диаметра (рис. 2, б). Пятну I соответствует пучок I с расходимостью $3 \cdot 10^{-4}$ рад и долей мощности 30 %, пятну II пучок II с расходимостью $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад и долей мощности 52 %; для пятна III расходимость пучка III больше $7 \cdot 10^{-3}$ рад и он практически обрезался апертурой линз 3,4 (см. рис. 1). Импульсы излучения, суммарные по долям волн каждого пучка I, II, III, были сдвинуты во времени (рис. 2, в) примерно на 10–12 нс.

Согласно расчету в приближении геометрической оптики пучок I должен фокусироваться линзой 3 в точку A на расстоянии от линзы немногим больше f_1 (см. рис. 1), а пучок II на 37 мм дальше в точку B. Практически в зоне AB наблюдалась длинная в 40–45 мм перетяжка луча диаметром порядка 1 мм. При совмещении фокуса f_2 линзы 4 с точкой A пучок I имел диаметр на этой линзе порядка $D f_2 / f_1$ и близкую к дифракционной расходимость на выходе коллиматора – φI , определяемую этим диаметром. Пучок II на выходе коллиматора в этом случае сильно расходился ($\varphi II > \varphi I$). При совмещении f_2 с точкой B φI возрастала, а φII падала, но оставалась значительно больше дифракционной. При перемещении f_2 от точки B на 10÷15 мм, как вперед так и назад, величина φII и диаметр пятна II на входе в кристалл существенно не изменялись. Это свидетельствовало о плохом качестве волнового фронта пучка II. Отметим также, что излучение ЛПМ в наших экспериментах имело хаотическую поляризацию.

На рис. 3 представлена зависимость средней мощности УФФИ – P_3 от l – расстояния между линзами коллиматора (l^* – расстояние от выходной линзы 4 до середины кристалла 5). Максимальное значение $P_3(l)$ наблюдалось, когда фокус f_2 располагался в середине промежутка AB

(при любых f_2). При этом величина P_3 достигала значений 0,2 Вт ($l = 585$ мм, $l^* = 83$ мм, $f_2 = 30$ мм) – рис. 3 (кривая 1).

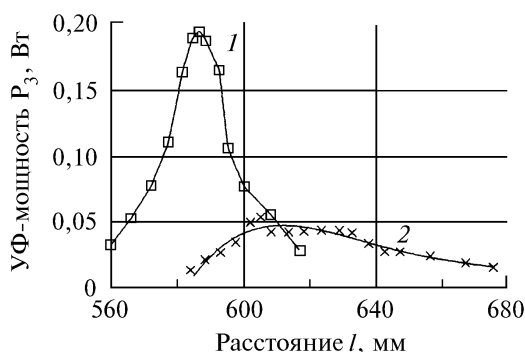


Рис. 3. Мощность УФИ $P_3(l)$; $l^* = 88$ мм, f_2 : 1 – 30 мм, 2 – 62 мм

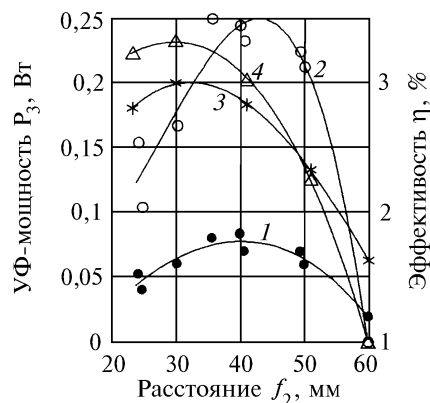


Рис. 4. Мощность и кпд ГСЧ; $l^* = 83$ мм, 1 – P_3 , 2 – η , f_2 в точке A (см.рис. 1); 3 – P_3 , 4 – η , f_2 по середине AB

Коэффициент полезного действия ГСЧ определялся как $\eta = P_3/P_{00}$, где P_{00} равно половине средней мощности неполяризованного излучения ЛПИМ на двух длинах волн на входе в кристалл. Уточним, что P_3 и P_{00} – мощности, усредненные по частоте следования импульсов возбуждения. С учетом всех потерь в оптическом тракте для пучка I $P_{00} = 2,2$ Вт, а для суммы пучков I и II $P_{00} = 6$ Вт.

Величина η достигала максимального значения при оптимальном соотношении $f_2/f_1 = 0,06-0,09$ – рис. 4 и зависела, кроме того, от положения f_2 (т.е. от l). Кривые 1,2 на рис. 4 соответствуют ГСЧ при совмещении f_2 с точкой A ($P_3 \leq 0,08$ Вт, $\eta \leq 3,5$ %); кривые 3, 4 соответствуют ГСЧ при совмещении f_2 с серединой перетяжки AB ($P_3 \leq 0,2$ Вт, $\eta \leq 3,3$ %). В обоих случаях значения η близки друг к другу.

Проводились эксперименты, в которых кристалл ДКДР помещался в перетяжку лучей AB (без линзы 4). Величина P_{00} составила 6,6 Вт, мощность УФИ 0,16 Вт, а η 1,9 %.

Для оценки влияния на эффективность ГСЧ неоднородного распределения температуры в кристалле вследствие нагрева его лазерным лучом проводились эксперименты, в которых средняя мощность ЛПИМ ослаблялась в 30 раз с помощью вращающегося диска с отверстиями. При этом импульсная мощность излучения ЛПИМ оставалась прежней. В этом случае средняя мощность УФИ снижалась в 30 раз, а кпд η возрастал незначительно.

4. Обсуждение результатов и оценка перспективы

Наибольшая мощность УФИ была достигнута в экспериментах, в которых фокус линзы 4 f_2 (см. рис. 1) располагался посередине перетяжки AB . В этом случае расхождимости ϕI и ϕII близки по величине и можно предположить, что оба пучка участвуют в ГСЧ. Это обстоятельство и объясняет максимальное значение P_3 .

В экспериментах, в которых фокус f_2 совмещался с точкой A , как уже отмечалось выше, ϕI было мало, а ϕII резко возрастало. Пятно II на входе в кристалл размывалось и превосходило его по диаметру. В результате ГСЧ осуществлялся только от пучка I. Несмотря на меньшее значение P_{00} пучка I по сравнению с P_{00} для суммы двух пучков I и II, кпд η был выше, чем значения η при генерации УФИ от суммы двух пучков при расположении f_2 посередине перетяжки AB . При непосредственном расположении кристалла в зоне перетяжки величина η была еще меньше. По всей вероятности, это связано с тем, что в случае совмещения f_2 с точкой A значение ϕI на выходе коллиматора существенно меньше значений ϕI и ϕII при совмещении f_2 с серединой перетяжки AB и тем более меньше угла сходимости лучей в перетяжке линзы 3. Сильная зависимость η от расхождимости пучков, в свою очередь, связана с тем, что в наших экспериментах значения ϕI и ϕII на входе в кристалл превосходят угловую ширину синхронизма ГСЧ в ДКДР.

Наличие оптимального соотношения f_2/f_1 , при котором величина η максимальна, можно качественно объяснить следующим образом. При отношениях $f_2/f_1 \geq 0,1$ диаметр луча d на фиксированном расстоянии l^* сравнительно велик (порядка 3 мм). Его размер определяется в основном преобразованием луча в соответствии с геометрической оптикой, а дифракция не вносит заметного вклада в увеличение диаметра. С уменьшением отношения f_2/f_1 величина d падает, соответственно возрастает плотность мощности луча на входе в кристалл и вследствие этого величина η тоже возрастает. Однако по мере уменьшения f_2/f_1 увеличивается дифракционная расходимость луча и при фиксированном l^* величина d , пройдя минимум, начинает расти. Это приводит к последующему спаду плотности мощности луча и спаду КПД – η (при $f_2/f_1 \leq 0,06$; см.рис. 4). Таким образом, величина η проходит через максимум, что и наблюдается в эксперименте.

Практическая неизменность η в эксперименте с нормальной и уменьшенной в 30 раз средней мощностью ЛПМ указывает на то, что при мощностях, не превышающих 15÷18 Вт, тепловое самовоздействие луча с используемыми длинами волн в DKDP невелико.

Для оценки перспективы генерации УФФИ с использованием ЛПМ и DKDP были сделаны оценочные расчеты величины η . Использовалось приближение плоских волн и заданных полей волн накачки [5]. При длительности импульсов излучения ЛПМ 20÷30 нс и диаметре луча на входе в кристалл 1÷5 мм, режим взаимодействия волн можно считать квазистатическим для импульса и бездифракционным для луча. Кроме того, будем полагать, что расходимость и радиальное распределение интенсивности луча не меняются в течение импульса. В этом приближении огибающие импульсов на рис. 2, *a* аппроксимируется ступенчатой функцией. Для каждой ступеньки можно использовать известные формулы [5]. Просуммировав результаты, легко получить выражения для η в виде

$$\eta = \frac{\langle U_3 \rangle}{\langle U_1 + U_2 \rangle} = \gamma \frac{3,78 \cdot 10^4 d_{\text{eff}}^2 L^2 \langle U_1 \rangle \langle U_2 \rangle \text{sinc}^2(|\Delta k| L/2)}{n_1^0 n_2^0 n_3^2 \lambda_3^2 d^2 \langle U_1 + U_2 \rangle} \quad (1)$$

Величину η в (1) мы выразили через $\langle U_1 \rangle$, $\langle U_2 \rangle$, $\langle U_3 \rangle$ – усредненные по длительности импульсов излучения мощности с длинами волн λ_1 , λ_2 , λ_3 соответственно; γ – коэффициент, учитывающий в (1) замену мгновенных значений $U(t)$ на средние величины, вычислялся для конкретной зависимости $U(t)$ на рис. 2, *a*; $n_1^0(T)$, $n_2^0(T)$ – показатели преломления обыкновенного луча для λ_1 и λ_2 ; $n_3^0(\theta, T)$ – показатель преломления необыкновенного луча для λ_3 ; $\Delta k(\theta, T)$ – волновая расстройка; θ – угол между оптической осью кристалла и волновым вектором k падающего на кристалл излучения, $\text{sinc}(x) = \text{sinc}x/x$. Полагая, что на длине кристалла диаметр луча существенно не изменяется и угловое распределение интенсивности равномерное, можно разбить луч на отдельные парциальные лучи, идущие под разными углами θ , и выражение (1) проинтегрировать по θ в пределах заданного угла расходимости луча φ , что было сделано численным методом.

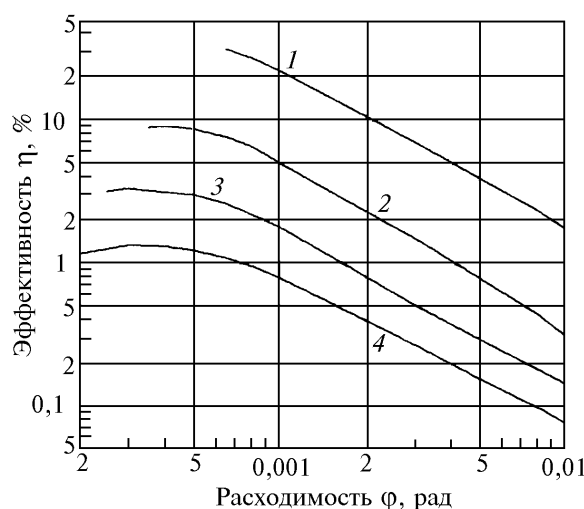


Рис. 5. Расчет $\eta(\varphi, d)$ для DKDP и ЛПМ мощностью 25 Вт. Кривая 1 – $d = 1$; 2 – 2; 3 – 3; 4 – 5 мм

Учитывалось тепловое самовоздействие луча в приближении отсутствия дисперсии коэффициентов поглощения излучения в DKDP. При этом радиальный профиль температуры в кристалле находился из решения уравнения теплопроводности. Каждому отдельному парциальному лучу сопоставлялись свое θ и своя температура T . Условие синхронизма $\Delta k = 0$ выполнялось на оси кристалла (и полного луча) при заданной температуре $T = 333^\circ \text{K}$.

Расчетная зависимость η от параметров φ и d представлена на рис. 5 ($P_{00} = 25 \text{ Вт}$ – полностью поляризованное излучение ЛПМ). При достаточно малых $\varphi \leq 8 \times 10^{-4}$ рад и $d \leq 2 \text{ мм}$ в однолучевом по расходимости режиме работы ЛПМ можно достигнуть $\eta \approx 10 \div 30 \%$. Величина γ в (1) будет максимальна при нулевой задержке $\tau = 0$ между импульсами излучения желтой и зеленой линий и равенстве их амплитуд. Из (1) также следует, что η растет с ростом пиковой мощности импульсов ЛПМ. При увеличении средней мощности излучения ЛПМ свыше $25 \div 30 \text{ Вт}$, как показывает расчет, рост η будет сдерживаться тепловым самовоздействием луча.

5. Выводы

Таким образом, из анализа результатов следует, что необходимо оптимизировать режим работы ЛПМ и улучшить качество его излучения. Это позволит создать лазерный источник УФИ с мощностью $5 \div 10 \text{ Вт}$ и полным кпд – $0,3 \div 1 \%$, который может найти широкое практическое применение.

1. Conits D/W/, Ainsworth M.D., Piper I.A. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1990. V. 26. N 9. P. 1555–1558.
2. Евтушенко Г.С., Троицкий В.О. // Тезисы докладов “Оптика лазеров’93”. С.-Петербург. 1993. Т. 2. С. 436.
3. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Т.Г., Раутиан С.Г., Шалыгин А.М. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. N 6. С. 1325–1335.
4. Зубов В.В., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. N 9. С. 2431–2436.
5. Гурздян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь. 1991. 160 с.

Институт высоких температур РАН,
Москва

Поступила в редакцию
13 апреля 1995 г.

V. T. Karpukhin, Yu. B. Konev, M. M. Malikov. Sum Frequency Generation From Copper Vapor Lasers.

The results of investigation of UV ($\lambda = 271 \text{ nm}$) Cu vapor laser sum frequency ($\lambda_1 = 510 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 578 \text{ nm}$) generation in crystal DKDP are presented. For interaction type *ooe* the mean UV power of about 0,2 W and conversion efficiency of 3 % are obtained for laser mean power of about 14 W. Beam divergence, yellow and green line pulse amplitudes and relative delay are of key importance for sum frequency generation.