

УДК 621.378.325

В.Т. Карпухин, М.М. Маликов

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Представлены результаты исследований генерации ультрафиолетового излучения (УФИ),  $\lambda = 0,271$  мкм, за счет суммирования частот излучения лазера на парах меди ( $\lambda = 0,51$  и  $0,578$  мкм) в нелинейном кристалле DKDP. При использовании неустойчивого оптического резонатора с большим коэффициентом увеличения  $M = 200$  и пространственного фильтра получены средняя мощность УФИ  $0,75$  Вт и кпд преобразования  $\eta 12\%$ . В пучке с малой расходимостью амплитуды импульсов желтой и зеленой линий сближались, а их относительная задержка исчезала, что способствовало процессу генерации суммарной частоты.

### 1. Введение

Возможность использования лазеров на парах меди (ЛПМ) и нелинейных кристаллов для получения ультрафиолетового излучения (УФИ) показана давно [1]. С тех пор усилия исследователей направлены на решение комплекса вопросов, связанных с увеличением эффективности преобразования излучения ЛПМ в нелинейных кристаллах, с выбором схемы преобразователя и его способности конкурировать с другими известными источниками УФИ [2–7].

Эффективность нелинейного преобразования частоты излучения зависит, в основном, от пиковой плотности мощности падающего на кристалл излучения и его расходимости. Поэтому наиболее часто используются две схемы преобразователей на основе ЛПМ: генератор-усилитель [2, 4, 5] и лазерная трубка, снабженная неустойчивым резонатором с большим коэффициентом увеличения  $M \sim 100$  и пространственным фильтром (коллиматором) для выделения малорасходящегося пучка [1, 3, 6, 7].

Первая схема позволяет получить лазерный луч с малой расходимостью и весьма высокой плотностью мощности излучения на входе в кристалл. Для улучшения достигнутых результатов необходимо, по-видимому, увеличивать амплитуду импульса генерации усилителя и его кпд, чтобы система в целом оказалась эффективной.

Вторая схема тоже позволяет получить луч с малой расходимостью. При  $M \geq 100$  возможно даже формирование пучка с дифракционной расходимостью [8, 9], так как для этого, при больших  $M$ , требуется всего несколько проходов луча в резонаторе и, соответственно, малое время, сравнимое с длительностью существования инверсии в ЛПМ  $\sim 30$  нс. Вторая схема значительно проще в техническом исполнении, но обладает недостатком: мала доля энергии в дифракционном пучке ( $\sim 10 \div 50\%$ ) [8, 9] и при больших  $M$  существенно снижается мощность ЛПМ [10]. Эти трудности могут быть, по всей вероятности, преодолены. В [11] экспериментально показано, что

доля энергии в дифракционном пучке может возрасти почти до 90% за счет увеличения времени существования инверсии и, соответственно, длительности импульса излучения  $-\tau$ . Такой эффект достигается применением особого режима возбуждения и подбора параметров ЛПМ, при этом возможно существенное увеличение кпд лазера до  $\sim 10\%$  [11, 12]. Если будут достигнуты и высокие средние мощности порядка 10–20 Вт, то вторая схема преобразования излучения ЛПМ в УФИ представляется более перспективной.

Так как ЛПМ излучает на двух длинах волн, то для более полного использования энергии излучения целесообразно осуществить механизм генерации суммарной частоты (ГСЧ). Длины волн излучения:  $\lambda_1 = 0,578$  мкм – желтая и  $\lambda_2 = 0,51$  мкм – зеленая, преобразуются в УФИ с  $\lambda_3 = 0,27$  мкм. В большинстве экспериментов, проводившихся с использованием таких кристаллов, как KDP, DKDP, BBO, наиболее высокие кпд преобразования излучения ЛПМ получены для генерации вторых гармоник, а для ГСЧ кпд оказался в  $1,5 \div 2$  раза ниже [3, 5]. Поэтому представляют интерес более детальное исследование ГСЧ излучения ЛПМ с неустойчивым резонатором и выяснение физических причин, ограничивающих эффективность.

### 2. Описание эксперимента

Оптическая схема экспериментов представлена на рис. 1. В работе использовалась серийная лазерная трубка 1 (активный элемент ГЛ-201) и источник питания мощностью до 4 кВт. ЛПМ был снабжен телескопическим неустойчивым резонатором с  $M = 200$  (зеркала 2, 4). Для поляризации излучения использовалась призма Глана 3. Диаметр луча  $D$  на выходе из ЛПМ равнялся 20 мм. Излучение ЛПМ с помощью двух плоских зеркал 5, 6 направлялось в коллиматор из двух линз  $f_1, f_2$ , который использовался для преобразования широкого луча в луч диаметром  $d \approx 1$  мм с целью повышения плотности излучения в кристалле 7. Фокусное расстояние входной линзы  $f_1$  равнялось 550 мм, а выходной линзы  $f_2$  варьировалось. Для выделения пуч-

ка с малой расходимостью в фокальной плоскости линзы  $f_1$  устанавливалась диафрагма 8 с диаметром отверстия  $\Phi = 0,6 - 0,8$  мм.

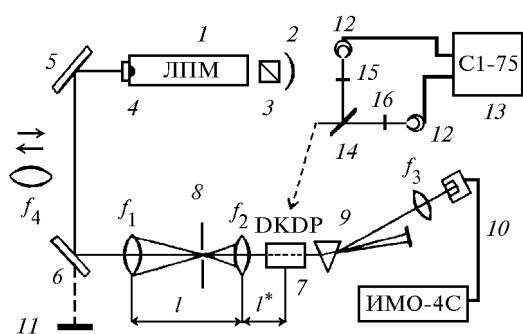


Рис. 1. Оптическая схема

В работе использовался кристалл DKDP с высокой прозрачностью на длине волны  $\lambda_3$ , с большим коэффициентом эффективной нелинейности  $d_{\text{eff}}(\theta)$  и с малым углом сноса необыкновенного луча. Расчетный угол синхронизма ГСЧ при температуре 333 К по взаимодействию типа ООЕ составил  $78,8^\circ$ . Типы взаимодействия ЕОЕ и ОЕЕ для данных условий отсутствуют. Кристалл 7 длиной  $L = 40$  мм размещался в термостате (с электронной стабилизацией температуры), который устанавливался на юстировочный столик, что позволяло подстраиваться под угол синхронизма. На выходе из кристалла лучи с  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  разделялись по углу кварцевой призмой 9. УФ-луч фокусировался с помощью линзы  $f_3$  из  $\text{CaF}_2$  в измеритель мощности 10 калориметрического типа ИМО-4С.

Для определения расходимости и структуры излучения ЛПМ в дальней волновой зоне использовались линза  $f_4$  с фокусным расстоянием 10 м и экран 11, который располагался в фокальной плоскости (зеркало 6 убиралось). Расходимость преобразованного коллиматором луча и его диаметр в зоне расположения кристалла определялись методом калиброванных диафрагм. Расстояние  $l$  между линзами  $f_1$  и  $f_2$  подбиралось таким, чтобы расходимость преобразованного луча была минимальной, расстояние до середины кристалла  $l^* = 80$  мм было постоянным.

Для исследования временных характеристик, прошедших через коллиматор лучей с длинами волн  $\lambda_1, \lambda_2$  и различной расходимостью, использовались фотоэлементы 12 типа Ф-32 и осциллограф 13. Луч, вышедший из коллиматора, разделялся на два пучка с помощью полупрозрачного зеркала 14, желтого 15 и зеленого 16 фильтров. Оба тракта имели одинаковую оптическую длину. Осциллограф запускался передним фронтом импульса тока возбуждения ЛПМ. В этих экспериментах использовалась входная линза коллиматора с  $f_1 = 1620$  мм. Эта же схема применялась для измерения энергий желтой  $E_1$  и зеленой  $E_2$  линий в пучках с различной расходимостью на выходе коллиматора. При этом фотоэлементы заменял измеритель средней мощности ИМО-4С.

### 3. Результаты

Средняя (по частоте следования  $f$ ) мощность  $P$  поляризованного излучения на выходе ЛПМ в наших экспериментах составляла 10–11 Вт при  $f = 10$  кГц.

В фокальной плоскости линзы  $f_4$  на экране 11 (см. рис. 1) выделялись по контрасту четыре круглых пятна, которым соответствовали пучки с расходимостью в дальней волновой зоне  $\varphi$  приблизительно 7,7; 2; 0,25 и 0,07 мрад.

| $\varphi$ , мм | $\varphi$ , мрад | $\Delta E/E$ , % | $E_2/E_1$ |
|----------------|------------------|------------------|-----------|
| 0,6            | 0,20             | 19               | 1,1       |
| 0,8            | 0,25             | 25               | 1,2       |
| 6,5            | 2,0              | 50               | 1,5       |
| $\infty$       | 7,7              | 100              | 2,0       |

В таблице представлена доля энергии  $\Delta E$  (от полной энергии  $E$  на выходе ЛПМ), сосредоточенная в пучке, образуемом различными диафрагмами  $\varphi$ , которые размещались в фокальной плоскости входной линзы коллиматора  $f_1$  с фокусным расстоянием 1620 мм. Там же приведено соотношение энергий для зеленой и желтой линий генерации в пучках с разной расходимостью в дальней волновой зоне. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов мощности излучения  $U(t)$  на выходе коллиматора при наличии в нем диафрагмы с отверстием  $\varphi = 0,6$  мм ( $\varphi \approx 0,2$  мрад) и без диафрагмы ( $\varphi \approx 7,7$  мрад) для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

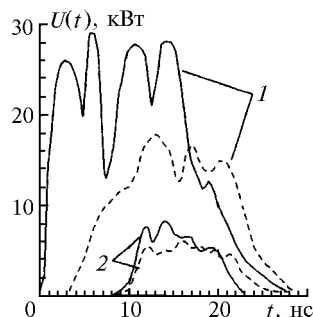


Рис. 2. Импульсы мощности излучения ЛПМ  $U(t)$ : 1 –  $\varphi = 7,7$  мрад, 2 –  $\varphi = 0,2$  мрад; — — —  $\lambda_1 = 0,51$  мкм; — — —  $\lambda_2 = 0,578$  мкм

Последующие эксперименты проводились с использованием в коллиматоре линзы  $f_1 = 550$  мм и диафрагмы с отверстием  $\varphi = 0,8$  мм, чему соответствовала величина  $\varphi = 0,73$  мрад и доля энергии  $\Delta E/E$  примерно 60%. К сожалению, выделить пучки с меньшей расходимостью в данном случае мешали технические причины.

На рис. 3, в зависимости от фокусного расстояния линзы  $f_2$ , представлены: диаметр преобразованного луча  $d$  на расстоянии  $l^*$  от выхода коллиматора, его расходимость  $\varphi'$  и КПД ГСЧ  $\eta$ , который определялся как  $\eta = P_3/P_{\text{к}}$ , где  $P_3$  – средняя мощность УФИ;  $P_{\text{к}}$  – средняя мощность излучения ЛПМ на двух длинах волн перед входом в кристалл.

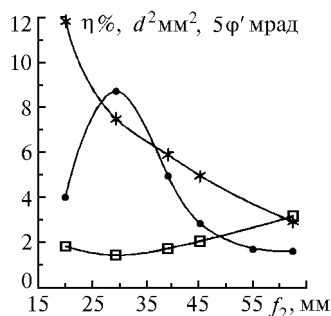


Рис. 3. Зависимость кпд ГСЧ и параметров луча от фокусного расстояния выходной линзы коллиматора  $f_2$ : ● — кпд  $\eta$ ; \* — \* расходимость  $\phi'$ ; □ — □ кв. диаметра  $d^2$

На рис. 4 представлена зависимость средней мощности УФИ —  $P_3$  и кпд преобразования  $\eta$  от входной в кристалл мощности  $P_k$ . При оптимальной настройке оптического тракта и угла синхронизма достигнута величина  $P_3 = 0,75$  Вт и  $\eta = 12\%$  при максимальной величине  $P_k = 6,4$  Вт.

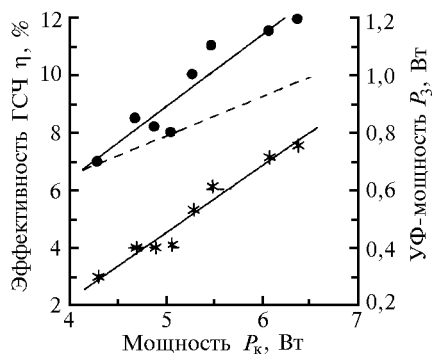


Рис. 4. Кпд ГСЧ и мощность УФИ от входной мощности  $P_k$ : \* — \* мощность УФИ  $P_3$ ; ● — ● кпд  $\eta$ ; - - - теоретический расчет  $\eta$

Для оценки влияния на эффективность ГСЧ неоднородного нагрева кристалла лазерным излучением проводились эксперименты, в которых средняя мощность ЛПМ ослаблялась в 30 раз с помощью вращающегося диска с отверстиями. При этом импульсная мощность оставалась прежней. В этом случае кпд  $\eta$  практически не изменялся.

#### 4. Обсуждение результатов

Известно [8, 9, 13], что ЛПМ с телескопическим неустойчивым резонатором излучает импульс, состоящий из трех, четырех пучков, которые имеют различную расходимость и несут в себе разные доли энергии импульса. Эти пучки сдвинуты по времени относительно друг друга, так как формируются на разных проходах луча в резонаторе за время существования инверсии, причем последний по времени пучок, как уже отмечалось выше, может иметь расходимость, близкую к дифракционной. В наших экспериментах на два последних пучка с малой расходимостью (0,25 и 0,07 мрад) приходится 25% энер-

гии импульса излучения ЛПМ (см. таблицу). Наименьшее значение  $\phi$  примерно в два раза больше угла дифракционной расходимости, что связано, по-видимому, с абберационными искажениями.

Примечательно, что при пятикратном уменьшении энергии в пучке с малой расходимостью  $\phi \approx 0,2$  мрад амплитуда этого пучка уменьшилась в 3,5 раза для зеленой и в 3 раза для желтой линии излучения (см. рис. 2). Кроме того, видно, что задержка между импульсами зеленой и желтой линий в этом пучке практически исчезает, а амплитуды сближаются. Т.е. наблюдается лучшее временное перекрытие импульсов желтой и зеленой линий излучения для пучков, которые формируются в резонаторе на последних проходах по сравнению с перекрытием в полном луче (сравните на рис. 2). Оба эти факта благоприятно сказываются на ГСЧ, так как  $\eta$  пропорциональна произведению мгновенных значений импульсов интенсивности двух линий.

Величина кпд ГСЧ  $\eta$  достигает максимума (см. рис. 3) при оптимальном соотношении  $f_1/f_2$  (аналогичный результат и в [6, 7]). Такое поведение можно объяснить тем фактом, что с ростом  $f_2$ , с одной стороны, увеличивается диаметр  $d$  преобразованного пучка и падает плотность мощности, с другой — уменьшается расходимость преобразованного пучка  $\phi'$ . Оба фактора влияют на величину  $\eta$  противоположным образом, что и приводит к появлению оптимума по  $f_2$ .

При оптимальном значении  $f_2$  величины  $\eta$  и  $P_3$ , естественно, увеличивались с ростом  $P_k$  (см. рис. 4).

Отметим, что в данном эксперименте при использовании резонатора с  $M = 200$  достигнутое значение  $\eta$  втрое выше, чем величина  $\eta$ , полученная в [6, 7] с  $M = 5$ . Аналогичная тенденция увеличения  $\eta$  с ростом величины  $M$  наблюдается в других работах (см., например, [3]). Это можно объяснить тем, что при  $M \geq 100$  с появлением дифракционного пучка, обладающего качественным волновым фронтом, уменьшается расходимость преобразованного коллиматором луча  $\phi'$  и повышается плотность мощности на его оси.

Практическая неизменность  $\eta$  в эксперименте с нормальной и уменьшенной в 30 раз средней мощностью ЛПМ указывает на то, что в данных условиях тепловое самовоздействие луча в DKDP не велико. Остаются проблемы поднятия доли энергии, приходящейся на пучок с малой расходимостью, качества оптики и увеличения кпд ЛПМ.

Для выяснения перспективы ГСЧ излучения ЛПМ был сделан оценочный расчет величины  $\eta$ . Использовалось приближение плоских волн накачки с учетом истощения их амплитуд в кристалле [14, 15]. При длительности импульсов излучения  $\tau = 20 \div 30$  нс и диаметре луча на входе в кристалл  $1 \div 2$  мм режим взаимодействия волн можно считать квазистатическим для импульса и бездифракционным для луча. Кроме того, полагали, что расходимость и радиальное гауссовское распределение интенсивности луча

не меняются в течение импульса, а диаметр луча на длине кристалла остается почти постоянным. В этом случае пространственную и временную зависимости интенсивности излучения в импульсе аппроксимируют ступенчатой функцией. Для каждой ступеньки можно использовать формулы для КПД, полученные для однородного и стационарного луча в том или ином приближении, и затем просуммировать (проинтегрировать) результаты. Для ГСЧ такие формулы приведены в [16]:

$$\frac{I_3(t, L)}{I_1(t, 0) + I_2(t, 0)} = \frac{2\pi c}{\lambda_3} X_1 \cdot \text{sn}^2(a, b), \quad (1)$$

где  $I_1, I_2, I_3$  – интенсивности излучения соответственно на длинах волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ;  $\text{sn}(a, b)$  – эллиптическая функция Якоби, аргументы  $a = \xi \sqrt{X_1}, b = \sqrt{X_1/X_2}$ ,  $X_1$  и  $X_2$  – минимальный и максимальный положительные корни уравнения

$$m_1 m_2 - (m_1 + m_2 + 0,25(\Delta k L / \xi)^2) X + X^2 = 0; \quad (2)$$

$$m_1 = \frac{\lambda_2 I_2(t, 0)}{2\pi c (I_1(t, 0) + I_2(t, 0))};$$

$$m_2 = \frac{\lambda_1 I_1(t, 0)}{2\pi c (I_1(t, 0) + I_2(t, 0))};$$

$\Delta k(\theta, T) = |\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1|$  – волновая расстройка;  $\xi$  – параметр, который можно выразить через  $d_{\text{эфф}}(\theta)$  (в системе СИ):

$$\xi^2 = \frac{5,6 \cdot 10^{13} d_{\text{эфф}}^2 L^2 (I_1(t, 0) + I_2(t, 0))}{n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}. \quad (3)$$

В (2) и (3)  $n_1(T), n_2(T)$  – показатели преломления обыкновенного луча для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , зависящие от температуры кристалла;  $n_3(\theta, T)$  – показатель преломления необыкновенного луча для  $\lambda_3$  – и  $\Delta k(\theta, T)$  зависят также от  $\theta$  – угла между оптической осью кристалла и волновым вектором  $\mathbf{k}$  падающего на кристалл излучения.

Учитывалось тепловое самовоздействие луча в приближении отсутствия дисперсии коэффициентов поглощения излучения в DKDP. Радиальный профиль температуры в кристалле находился из решения уравнения теплопроводности при заданной на оси кристалла (и полного луча) температуре  $T_0 = 333$  К. При этом температура стенки кристалла  $T_c$  рассчитывалась как функция средней мощности  $P_k$ .

Световой пучок, падающий на кристалл, разбивался на отдельные парциальные лучи, идущие под разными углами. Условие синхронизма  $\Delta k = 0$  выполнялось на оси кристалла. Каждому отдельному парциальному лучу сопоставлялись свое  $\theta$ , своя температура  $T$  и расстройка  $\Delta k$ , и по формуле (1) вычислялись значения  $I_3(t, L)$  для заданного момента времени. Затем находилась энергия импульса УФИ –  $E_3$  интегрированием  $I_3$  по площади луча в пределах за-

данного угла расходимости и по времени в пределах импульса излучения  $U(t)$ . Коэффициент полезного действия ГСЧ выражался в виде  $\eta = E_3 / (E_1 + E_2)$ , что совпадает с определением КПД по отношению средних мощностей, введенным выше.

Расчетная зависимость  $\eta$  от параметров  $\phi'$  и  $P_k$  представлена на рис. 5. Длина кристалла DKDP  $L = 4$  см, диаметр 1 см, диаметр луча  $d = 0,1$  см. Считалось, что импульсы желтой и зеленой линий излучения одинаковы и совпадают по времени. Импульсные плотности мощности на входе в кристалл  $I_1 = I_2 = 0,65 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> постоянны (и не зависят от  $P_k$ ), излучение полностью поляризовано.

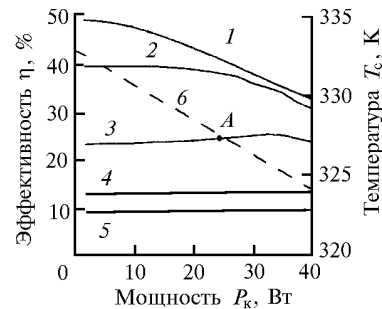


Рис. 5. Расчет КПД  $\eta(\phi', P_k)$ :  $I_1 = I_2 = 0,65 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>: 1, 2, 3, 4, 5 –  $\phi' = 0,2; 0,35; 0,7; 1,4; 2,1$  мрад; 6 – температура стенки кристалла  $T_c$ .

При достаточно малых  $\phi' \leq 5 \cdot 10^{-4}$  рад наблюдается существенное падение  $\eta$  с ростом  $P_k$ , что связано с тепловым самовоздействием излучения. Для расходимостей  $\phi' \geq 1 \cdot 10^{-3}$  рад зависимость  $\eta$  от  $P_k$  становится незначительной в выбранном диапазоне параметров.

Для иллюстрации возможности получения высоких значений КПД на кривой 3 рис. 5 нанесена точка «А», которая соответствует вполне достижимым параметрам ЛПМ, а именно:  $P_k = 25$  Вт,  $f = 10$  кГц,  $\tau = 20$  нс, расходимость преобразованного в коллиматоре луча близка к дифракционной  $\phi' = 7 \cdot 10^{-4}$  рад при диаметре  $d = 1$  мм. Величина  $\eta$  при этих параметрах равна 25% и может быть существенно повышена за счет увеличения амплитуд импульсов  $U$  (при сохранении на том же уровне средней мощности  $P_k$ ). Этого можно достичь за счет оптимизации режимов возбуждения ЛПМ и увеличения объема разрядной трубки.

1. Исаев А.А., Леммерман Г.Ю., Малафеева Г.Л. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 8. С. 1700–1704.
2. Полунин Ю.П., Троцкий В.О. // Квантовая электроника. 1987. № 11. С. 2249–2251.
3. Coutts D.W., Ainsworth M.D., Piper J.A. // IEEE Journ. of Quantum Electronics. 1990. V. 26. № 9. P. 1555–1558.
4. Евтушенко Г.С., Троцкий В.О. // Тезисы докладов конференции «Оптика лазеров' 93». СПб, 1993. Т. 2. С. 436–437.
5. Троцкий В.О. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 666–671.
6. Karpukhin V.T., Konev Y.B., Malikov M.M. // Proc. of Tenth. Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers // SPIE. Bellingham. USA. 1994. V. 2502. P 172–177.

7. Карпухин В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1852–1657.
8. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г., Шалыгин А.М. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 6. С. 1325–1335.
9. Беляев В.П., Зубов В.В., Исаев А.А., Лябин Н.А. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 1. С. 74–78.
10. Ананьев Ю.А., Аникичев С.Г. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 10. С. 1959–1962.
11. Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1626–1636.
12. Климовский И.И. // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 1190–1198.
13. Зубов В.В., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 9. С. 2431–2436.
14. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
15. Гурздян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь, 1991.
16. Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P.S. // Phys. rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1918–1938.

Институт высоких температур РАН,  
Москва

Поступила в редакцию  
7 октября 1997 г.

*V.T. Karpukhin, M.M. Malikov. The Copper Vapor Laser Employment for Obtaining of Ultraviolet Light.*

The investigation results of the ultraviolet light (UV) generation,  $\lambda = 0.271 \mu\text{m}$ , due to summation of frequencies of Copper Vapor Laser emission ( $\lambda = 0.51 \mu\text{m}$  and  $\lambda = 0.578 \mu\text{m}$ ) in nonlinear crystal DKDP are presented. At employment of unstable resonator with high magnification  $M = 200$  and spatial filter, about 0.75 W, average UV output and 12% conversion efficiency are obtained. In a beam with low divergence, the magnitude of pulses of yellow and green lines came close and their relative delay disappeared, what activated the process of the summarized frequency generation.