

Особенности генерации лазера на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ при двухимпульсной накачке Nd:YAG-лазером

Ю.В.Запорожченко*, Р.Г.Запорожченко**, В.С.Мезен*, Н.А.Тылец*

Представлены результаты эксперимента и численного расчета параметров лазера на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ при накачке одно- и двухимпульсным излучением второй гармоники Nd:YAG-лазера. Показано, что при возбуждении сдвоенными импульсами, следующими относительно друг друга с задержкой, КПД генерации повышается по сравнению с одноимпульсной накачкой за счет как более эффективного использования энергии каждого из импульсов для накачки в линейном режиме поглощения, так и более быстрого изменения населенности рабочего уровня.

Ключевые слова: двухимпульсная накачка, $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазер.

Введение

Лазеры на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ являются хорошо известными источниками когерентного перестраиваемого излучения в видимой и ближней ИК областях спектра. Тем не менее получение излучения этих лазеров с высокой выходной энергией и узкой спектральной линией по-прежнему является достаточно сложной задачей. Это связано с тем, что используемые для сужения спектральной линии селекционирующие элементы вносят большие внутррезонаторные потери, увеличивающие порог и время развития генерации, а также снижающие КПД лазера. Для решения данной проблемы, как правило, используется комбинация генератор–усилитель, а также инжекция [1] и самоинжекция [2] излучения $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера.

Кроме того, в перестраиваемых лазерах на красителях с успехом было реализовано предварительное возбуждение активной среды сдвоенными импульсами накачки [3], когда после возбуждения первым импульсом накачки при сравнительно небольшом превышении порога генерации подается второй мощный импульс, под действием которого происходит эффективное сверхрегенеративное усиление имеющегося в резонаторе излучения. Применение этого метода для лазеров на красителях позволило увеличить КПД генерации на ~30% при уменьшении ширины линии излучения примерно в 2 раза.

Представляет интерес исследование подобного режима накачки применительно к $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазеру. Существенным отличием лазерной системы $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ от красителей является большое время жизни возбужденного состояния (~3.2 нс) и относительно небольшое сечение усиления ($\sigma \sim 10^{-19}$ см²) [4]. Вследствие этого время развития генерации в лазерах на сапфире с титаном значительно превышает типичную длительность импульса лазера с модуляцией добротности (~10 нс),

что способствует увеличению нестабильности параметров $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера и временного джиттера его выходного излучения.

Цель настоящей работы – исследование возможности улучшения выходных характеристик лазера на кристалле $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ и управления его энергетическими, спектральными и временными параметрами при накачке двухимпульсным излучением второй гармоники ($\lambda = 532$ нм) Nd:YAG-лазера с электрооптической модуляцией добротности.

1. Эксперимент

Накачка $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера производилась второй гармоникой Nd:YAG-лазера со сдвоенными импульсами излучения (использовался лазер LS-2134D, разработанный в СП «Лотис ТИИ»).

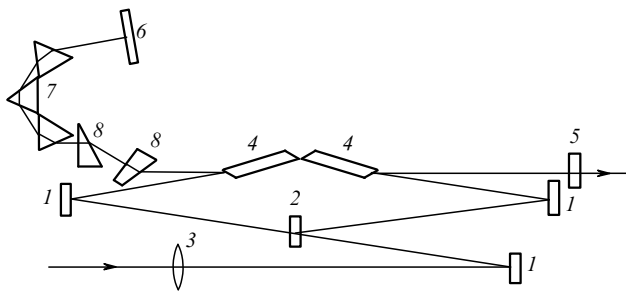
Этот лазер имеет следующие характеристики: частота повторения импульсов 10 Гц, энергия импульсов второй гармоники ~150 мДж, диаметр выходного пучка 6 мм, длительность импульса излучения (по полувысоте) 10–12 нс, расходимость лазерного излучения (по уровню 0.5) ~2.5 мрад.

Специальная конструкция квантрона лазера позволяет производить накачку двух активных элементов, каждый из которых имеет свой собственный резонатор, одной лампой накачки. Временная задержка между импульсами излучения с равной энергией определяется временами открытия электрооптических затворов (ЭОЗ) обоих резонаторов и может изменяться в диапазоне 0–80 мкс с шагом 1 мкс. Кроме того, для каждого шага в лазере имеется возможность плавной регулировки задержки включения ЭОЗ с точностью ~5 нс. Выходное излучение основной частоты (1064 нм) каналов (резонаторов) с помощью поляризаторов сводится в один пучок и удваивается в кристалле КТР при использовании скалярного синхронизма второго типа (оое).

Оптическая схема перестраиваемого $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера представлена на рис.1. Оптическая длина резонатора составляла ~400 мм, активные элементы 4 из кристалла $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ длиной 9 мм были вырезаны под углом Брюстера. Пропускание обоих элементов на длине волны 532

*Белорусско-японское совместное предприятие «Лотис ТИИ», Белоруссия, 220072 Минск, ул. Сурганова, 6

**Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70

Рис. 1. Оптическая схема $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера:

1 – зеркала с $R = 99.9\%$ (532 нм); 2 – зеркало-делитель $R = 50\%$ (532 нм); 3 – фокусирующая линза; 4 – активные элементы из $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$; 5 – выходное зеркало; 6 – глухое плоское зеркало; 7 – трехпризмный дисперсионный элемент; 8 – внутрирезонаторный призмный телескоп.

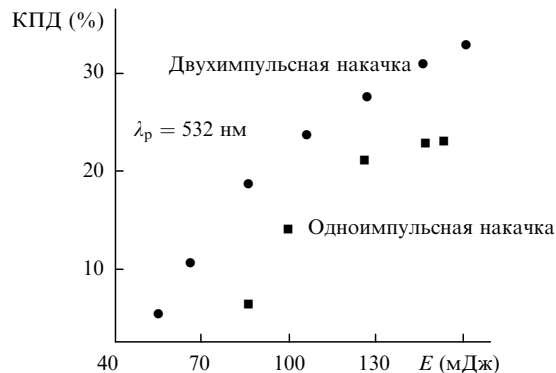
нм составляло $\sim 22\%$, отношение показателя поглощения на длине волны накачки к показателю поглощения на длине волны генерации равнялось ~ 100 . Излучение накачки фокусировалось в активный кристалл при помощи линзы 3 с фокусным расстоянием ~ 500 мм. Пропускание выходного зеркала 5 на $\lambda = 770$ нм составляло $\sim 80\%$. Трехпризмный дисперсионный элемент 7 и внутрирезонаторный телескоп 8 обеспечивали спектральную селекцию и перестройку длины волны выходного излучения. Следует отметить, что оптимизация параметров кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ и коэффициента отражения выходного зеркала для получения максимального КПД в рамках данной работы не проводилась.

Энергия излучения генерации измерялась с помощью пирозлектрического измерителя Rm-3700 (фирма «Laser Probe»). Временные параметры лазера регистрировались фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом С1-75. Спектральные характеристики излучения измерялись и контролировались монохроматором MSD-1000 (фирма «Солар ТИИ»), имеющим разрешение 0.01 нм.

Результаты измерений КПД, области перестройки и временных параметров излучения $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера при двухимпульсной накачке сравнивались с аналогичными данными, полученными при возбуждении лазера одним импульсом, энергия которого выбиралась равной суммарной энергии сдвоенных импульсов накачки.

Основные энергетические зависимости исследовались (см. рис. 2) вблизи максимума перестроечной кривой $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера ($\lambda \sim 770$ нм). Под задержкой между импульсами накачки Δt при двухимпульсном возбуждении понималось время между их максимумами. В случае накачки одним импульсом с энергией 150 мДж, что примерно соответствует превышению порога генерации в ~ 2.5 раза, задержка импульса излучения относительно импульса накачки составляла ~ 28 нс при длительности импульса генерации $\sim 12 - 13$ нс и КПД 22%.

В случае возбуждения двухимпульсной накачкой с энергиями импульсов ~ 70 и 80 мДж ($\Delta t \sim 40$ нс) максимум генерации возникал через 18 нс после второго импульса накачки, причем изменение задержки между импульсами накачки от ~ 10 нс до времени возникновения генерации $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера под действием первого импульса накачки (~ 60 нс) на КПД лазера влияло слабо. Как видно из рис. 2, при двухимпульсной накачке эффективность генерации в максимуме перестроечной кривой $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера возрастает в ~ 1.5 раза по сравнению с возбуждением одиночным импульсом.

Рис. 2. КПД $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера при двухимпульсной и одноимпульсной накачке.

Следует отметить, что на краях области перестройки $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера при соответствующем выборе Δt КПД генерации увеличивается более чем в 2 раза, а диапазон перестройки расширяется от 675–980 нм (накачка одним импульсом) до 660–1015 нм (двухимпульсная накачка). Для обоих случаев спектральная ширина линии генерации составляет ~ 0.08 нм.

Кроме того, если энергия первого импульса накачки превышает порог генерации $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера, то соответствующим выбором задержки между возбуждающими импульсами удастся значительно повысить точность временной синхронизации излучения этого лазера относительно второго импульса накачки по сравнению с накачкой одним импульсом. Так, при переходе от одноимпульсной накачки к двухимпульсной при $\Delta t = 40$ нс временной джиттер импульсов излучения уменьшается в максимуме области перестройки $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера с ~ 3 до ~ 1.5 нс.

2. Численный расчет

Для анализа полученных результатов был проведен численный расчет развития генерации $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ -лазера при накачке одиночным и сдвоенными импульсами излучения. Активная среда моделировалась четырехуровневой схемой [4], расчет выполнялся для схемы эксперимента, представленной на рис. 1. Для упрощения условий моделирования считалось, что излучение накачки направлено в активные элементы (кристаллы $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$) с одной стороны. Поскольку длительность импульсов накачки существенно превышала время фазовой релаксации активной среды ($\tau_1 \gg 1/\gamma_1$, где $\gamma_1 \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$ – ширина уровня ${}^2T_{2g}$ [4]), анализ генерации выполнен в квазистационарном приближении, т. е. в пренебрежении изменением поляризации активной среды.

Система уравнений, описывающая генерацию, содержала уравнения для полей волны накачки E_p и генерации E_g^\pm , распространяющихся в противоположных направлениях, а также уравнения для населенности уровней N_i :

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + v_p \frac{\partial E_p}{\partial z} = -G_p E_p (N_1 - N_2) - G_1 E_p,$$

$$\frac{\partial E_g^+}{\partial t} + v_g \frac{\partial E_g^+}{\partial z} = G_g E_g^+ (N_3 - N_4) - G_2 E_g^+ + \sigma_s^+ N_3, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_g^-}{\partial t} - v_g \frac{\partial E_g^-}{\partial z} = G_g E_g^- (N_3 - N_4) - G_2 E_g^- + \sigma_s^- N_3,$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= \gamma_1 N_4 - \alpha E_p^2 (N_1 - N_2), \\ \frac{dN_2}{dt} &= \alpha E_p^2 (N_1 - N_2) - \gamma_2 N_2, \\ \frac{dN_3}{dt} &= -\beta \left[(E_g^+)^2 + (E_g^-)^2 \right] (N_3 - N_4) + \gamma_2 N_2 - \frac{N_3}{T_1}, \\ N_4 &= N_0 - (N_1 + N_2 + N_3). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ_1, γ_2 – ширины уровней ${}^2T_{2g}$ и 2E_g ; $\alpha = \sigma_{\text{em}}/\hbar\omega_p$; $\beta = \sigma_{\text{ex}}/\hbar\omega_g$; $\sigma_{\text{em}}, \sigma_{\text{ex}}, \sigma_s$ – сечения поглощения, вынужденного и спонтанного испускания; ω_p, ω_g – частоты накачки и генерации; T_p – время жизни люминесценции; v_p, v_g – фазовые скорости накачки и генерации; $G_p = v_p\sigma_{\text{em}}/2$, $G_g = v_g\sigma_g/2$ – амплитудные коэффициенты поглощения излучения накачки и усиления генерации; G_1, G_2 – нерезонансные потери излучений накачки и генерации; N_0 – плотность активных частиц Ti^{3+} .

Начальные и граничные условия имели следующий вид:

$$N_1(t=0) = N_0, \quad N_i = 0, \quad i = 2 - 4,$$

$$E_g^\pm(t=0, z) = 0,$$

$$E_p = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t-t_0}{\tau_p} \right)^2 \right],$$

$$E_g^+(t, z=0) = R_1 E_g^-(t, z=0),$$

$$E_g^-(t, z=L_0) = R_2 E_g^+(t, z=L_0),$$

где τ_p – длительность импульса накачки; L_0 – оптическая длина резонатора; R_1, R_2 – амплитудные коэффициенты отражения зеркал резонатора на частоте генерации.

В расчете использовались следующие параметры активной среды: $\sigma_{\text{em}} = 10^{-19} \text{ см}^2$, $\sigma_{\text{ex}} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, $N_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_1 = 3.2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $\gamma_1 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_2 = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_s = \hbar\omega_g N_0 \Delta\Omega / 4\pi T_1$, $R_1 = 1$, $R_2 = 0.2$, $L_0 = 400 \text{ мм}$, $\Delta\Omega = 10^{-2} \text{ рад}$ – телесный угол, в котором распространялось излучение накачки. Потери излучения на отдельных элементах резонатора определялись путем подгонки данных эксперимента к расчету при накачке одиночным лазерным импульсом.

Решение системы уравнений (1), (2) выполнено на основе алгоритма, описанного в [5, 6], в котором использовалась итерационная процедура расчета разностной системы уравнений, аппроксимирующих уравнения для волн накачки и генерации (1) с одновременным решением на сетке уравнений для населенностей (2) с использованием метода Эйлера. На основе полученных в расчете амплитуд полей прошедшей накачки E_p и генерации E_g^\pm анализировались временные зависимости интенсивностей $J_1 = (c/2\pi)E_p^2$, $J_g^+ = (c/2\pi)(E_g^+)^2$, а также временная зависимость населенности верхнего лазерного уровня N_3 , определяющей энергию и длительность импульсов генерации. Полученные зависимости представлены на рис.3.

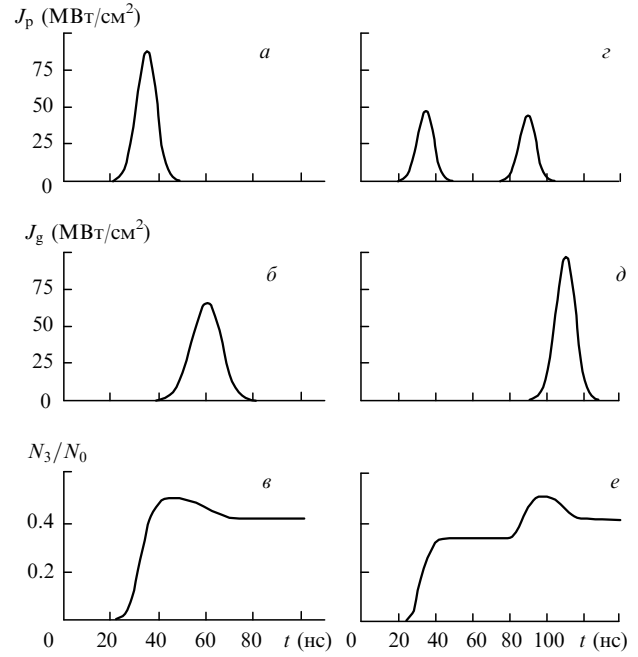


Рис.3. Временные огибающие прошедших импульсов накачки (a, z), генерации (b, d) и относительные населенности рабочего уровня N_3 (e, e) в случае одноимпульсной ($a-b$) и двухимпульсной ($z-e$) накачек.

3. Обсуждение результатов

В результате расчета получены зависимости максимальных выходных интенсивностей импульсов генерации J_g^+ , их длительности τ и времени задержки t_z формирования максимума импульса генерации относительно максимума прошедшего импульса накачки от интенсивности накачки J_1 . Так, вблизи порога длительность импульса генерации примерно в 5 раз превышает длительность импульса накачки. С ростом интенсивности накачки происходит сокращение как длительности импульса генерации τ (до длительности импульса накачки τ_1), так и времени его развития, что находится в хорошем соответствии с результатами работы [7]. Время развития генерации зависит от интенсивности поглощенной накачки, а также от уровня спонтанного излучения, пропорционального σ_s , которое для данной частоты генерации в значительной степени определяется геометрией эксперимента (телесным углом $\Delta\Omega$).

Расчетные результаты приведены на рис.3 для $J_p = 400 \text{ МВт/см}^2$, что соответствует экспериментальным данным для энергии накачки $W_p = 150 \text{ мДж}$, $\tau_p = 10 \text{ нс}$ при сечении пучка $S_0 = 0.0318 \text{ см}^2$. Как видно из рис.3, a , максимум генерации запаздывает на 25 нс при длительности импульса генерации 13.5 нс, что соответствует эффективности преобразования 25%. Относительная населенность третьего уровня N_3/N_0 , определяющего плотность энергии генерации, достигает максимального значения после прохождения импульса накачки и определяется поглощенной энергией (рис.3, e). Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными для одноимпульсной накачки.

Данные на рис 3, $z-e$ соответствуют $\Delta t = 40 \text{ нс}$. Как видно из рис.3, e , интенсивность генерации при накачке двумя импульсами, суммарная энергия которых равна энергии импульса накачки, приведенного на рис.3, a , в 1.3 раза выше, что близко к экспериментальным данным.

При этом длительность импульса генерации лишь незначительно отличается от длительности импульса накачки и составляет 12 нс. Дальнейшее увеличение Δt (в пределах 10 нс), как и в эксперименте, слабо влияет на эффективность генерации.

Как следует из расчета, накачка двумя импульсами с задержкой приводит к тому, что при t_z , соответствующем накоплению инверсии после прохождения первого импульса, населенность рабочего уровня при включении второго импульса достаточно быстро нарастает и начинает превышать населенность при одноимпульсной накачке (рис. 3, е), что приводит к увеличению скорости роста интенсивности генерации. Так как генерация далее развивается с уровня населенности, созданного первым импульсом, усиление ее за проход по резонатору оказывается выше, что и вызывает более эффективный съем запасенной энергии. Кроме того, в случае одноимпульсной накачки нелинейное поглощение при достаточно большой интенсивности накачки уменьшает инверсную населенность, в то время как при сдвоенной накачке наличие второго импульса обеспечивает фактически линейный режим поглощения, т. е. дополнительно увеличивает инверсную населенность.

Выводы

Из результатов эксперимента и математического расчета можно сделать вывод о существенном различии процессов формирования излучения $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазера при двухимпульсной и одноимпульсной накачках. Приведенные данные свидетельствуют о том, что режим генерации с «предвозбуждением» для $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазера, так же как и для лазеров на красителях [3], является более эффективным, чем обычная накачка.

Кроме того, применение такого метода накачки активной среды $Ti^{3+}:Al_2O_3$ обладает целым рядом преимуществ:

1. Двухимпульсная накачка $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазера позволяет существенно увеличить стабильность и значительно уменьшить временной джиттер импульсов лазерной ге-

нерации. При одноимпульсной накачке сократить время развития генерации можно только за счет повышения коэффициента усиления активной среды, т. е. повышения энергии импульса накачки. При двухимпульсной накачке можно, меняя задержку между импульсами, добиться большого уменьшения времени формирования генерации (относительно второго импульса накачки), если амплитуда первого импульса накачки превышает пороговое значение. Предварительные исследования дали уменьшение джиттера при двухимпульсной накачке по сравнению с одноимпульсной на длине волны генерации 770 нм примерно в 2 раза. Ближе к краям перестроечной кривой $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазера этот эффект проявляется еще более сильно.

2. Двухимпульсная накачка позволяет расширить диапазон перестройки, существенно поднять КПД генерации и повысить точность синхронизации на краях перестроечной кривой $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазера.

3. При двухимпульсной накачке лучевая нагрузка на активные элементы, обусловленная излучением накачки, уменьшается вдвое при увеличении КПД генерации в максимуме перестроечной кривой примерно в 1.5 раза.

4. При двухимпульсной накачке можно реализовать двухимпульсный двухцветный перестраиваемый $Ti^{3+}:Al_2O_3$ -лазер [8].

1. Brockman P., Bair C.H., Barnes J.C., Hess R.V., Browell E.V. *Optics Letts*, **11**, 713 (1986).
2. Merriam A.J., Yin G.Y. *Optics Letts*, **23**, 1034 (1998).
3. Бузинов Н.М., Елисеенков В.И., Ицхоки И.Я., Михайлов Л.К., Серегин С.Л., Чередниченко О.Б. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, **4**, 32 (1983).
4. Moulton P. F. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **3**, 125 (1986).
5. Запороженко Р.Г., Пилипович И.В., Качинский А.В., Асимова В.Д. *ЖПС*, **52**, 381 (1990).
6. Запороженко Р.Г., Захарова И.С., Асимова В.Д. *Препринт ИФ № 579* (Минск, 1990).
7. Eggleston J.M., DeShazer L.G., Kangas K.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1009 (1988).
8. Королев В.И., Меснянкин Е.П. *Квантовая электроника*, **28**, 232 (1999).