

Модуляция добротности и синхронизация мод в диодно-накачиваемом Nd:YAG-лазере с удвоением частоты

В.И.Донин, Д.В.Яковин, А.В.Грибанов

Описан новый метод одновременной реализации модуляции добротности резонатора и синхронизации мод с помощью одного акустооптического модулятора бегущей волны в резонаторе Nd:YAG-лазера с удвоением частоты. Дальнейшее сокращение длительности импульсов (от 40 до 3,25 пс) получено формированием керровской линзы в кристалле-удвоителе. При средней мощности ~2Вт и частоте модуляции добротности резонатора 2 кГц пиковая мощность стабильно работающего лазера достигала ~50 МВт.

Ключевые слова: Nd:YAG-лазер, диодный лазер, удвоение частоты, модуляция добротности, синхронизация мод.

1. Введение

Получение высокой пиковой мощности видимого излучения твердотельного лазера с непрерывной диодной накачкой актуально для целого ряда применений (точная обработка материалов, нелинейная оптика, спектроскопия комбинационного рассеяния, медицина и т. д.). Модуляция добротности резонатора лазера позволяет увеличивать пиковую мощность излучения приблизительно в τ_{sp}/τ_{ph} раз (τ_{sp} – время жизни верхнего рабочего уровня, τ_{ph} – время жизни фотона в резонаторе). Для типичного Nd:YAG-лазера это увеличение составляет 10^3 – 10^4 раз. Дальнейший рост пиковой мощности возможен при синхронизации мод лазера, однако осуществить ее в лазере с модуляцией добротности более сложно, чем в непрерывном лазере, вследствие высокого усиления, трудно контролируемых нелинейных эффектов, разрушения оптических элементов лазера и т. д. Обычно устойчивый режим генерации лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод (QML) реализуется с помощью двух акустооптических модуляторов (АОМ) в резонаторе, один из которых работает в режиме бегущей, а другой – в режиме стоячей звуковой волны (см., напр., [1]). Режим QML может быть получен и с помощью поглощающих элементов, помещаемых в резонатор [2–6], однако в этом случае частота следования импульсов увеличивается с ростом накачки, а достигаемые пиковые мощности оказываются крайне низкими.

В настоящей статье мы сообщаем о новом методе реализации устойчивого режима QML в диодно-накачиваемом Nd:YAG-лазере с удвоением частоты с помощью одного АОМа бегущей волны. При этом дальнейшее уменьшение длительности лазерных импульсов Δt происходит в результате формирования керровской линзы в удваивающем нелинейном кристалле. Инерционность про-

цесса образования керровской линзы крайне мала, что позволяет в принципе уменьшать Δt до величины $\sim 1/\Delta\nu$ ($\Delta\nu$ – спектральная ширина линии генерации).

2. Общая схема эксперимента и модуляция добротности с синхронизацией мод АОМом, работающим в режиме бегущей звуковой волны

Режим QML реализуется с помощью сферического зеркала резонатора (СЗ) и АОМа бегущей волны (метод СЗАОМ). Принцип работы [7] предлагаемого метода и схема лазера представлены на рис.1. Используемый Nd:YAG-лазер выполнен по схеме эффективного удвоения частоты [8]. Радиусы кривизны зеркал 31, 32, 33 и 34 составляли 200, –900, 200 и 150 мм соответственно. Коэффициент отражения зеркал 31–34 на $\lambda = 1064$ нм превышал 99.5%. Зеркало 34 было дихроичным и имело отражение более 99.5% на $\lambda = 532$ нм; на этой длине волны коэффициент пропускания зеркала 33 был равен 92%. Оптическая длина резонатора L составляла 1.5 м. АОМ расположен под углом Брэгга (θ_B) к оптической оси резонатора вблизи концевое сферического зеркала 31. Центр модулятора отстоял от отражающей поверхности зеркала

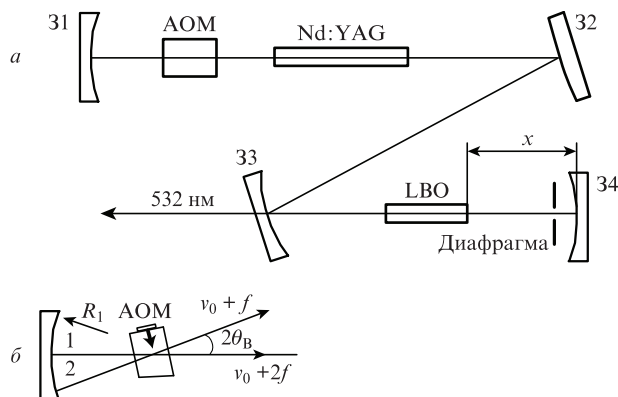


Рис.1. Схема лазера (а) и принцип работы СЗАОМ (б) (31–34 – зеркала резонатора).

В.И.Донин, Д.В.Яковин, А.В.Грибанов. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: donin@iae.nsk.su, gribanov84@mail.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2011 г, после доработки – 5 декабря 2011 г.

ла на расстояние R_1 , равное радиусу кривизны этого зеркала. При подаче на пьезопреобразователь АОМа рабочей частоты $f = 50$ МГц, равной половине межмодового интервала лазера ($c/2L = 2f$), в кварцевом светозвукопроводе образуется бегущая звуковая волна (на рис.1,б показана маленькой жирной стрелкой), на которой происходит брэгговская дифракция лазерного излучения. При прохождении пучка излучения с частотой ν_0 через АОМ справа налево на зеркало падают два пучка (1 и 2). Пучок 1 проходит вдоль оси резонатора и отражается от зеркала назад по тому же пути без изменения частоты ν_0 . Излучение пучка 2 в результате брэгговской дифракции приобретает частоту $\nu_0 + f$, отражаясь от сферической поверхности зеркала, попадает обратно в АОМ, где делится на два: пучок с неизменной частотой излучения $\nu_0 + f$, выходящий из резонатора в обратном направлении под углом $2\theta_B$, и пучок, возникший после повторной дифракции в светозвукопроводе модулятора. Последний пучок с частотой излучения $\nu_0 + 2f$ распространяется в обратном направлении вдоль оси резонатора, приводя к синхронизации мод. Выходящий из резонатора под углом $2\theta_B$ пучок с частотой излучения $\nu_0 + f$ обеспечивает модулирующие добротность резонатора потери, и лазер работает в режиме модуляции добротности с частотой следования импульсов, задаваемой частотой переключения модулятора (1–100 кГц). При этом после отключения рабочей частоты звуковая волна в светозвукопроводе АОМа отключается за время $t = d_{\text{las}}/V_s = 0.2 \text{ см}/(5 \times 10^5 \text{ см/с}) \approx 0.4 \text{ мкс}$, где d_{las} – диаметр лазерного пучка в светозвукопроводе; V_s – скорость звука. Длительность импульса генерации лазера в режиме с модуляцией добротности составляет ~ 100 нс, т.е. в течение времени t за счет пучка излучения с частотой $\nu_0 + 2f$, возникшего в результате повторной дифракции, в импульсе генерации одновременно происходит синхронизация мод.

В наших экспериментах были проведены предварительные измерения в отсутствие нелинейного кристалла и диафрагмы (без удвоения частоты и формирования керровской линзы). В этом случае зеркало З1 заменялось другим зеркалом с тем же радиусом кривизны, но с пропусканием $T = 11\%$ на $\lambda = 1064$ нм. Осциллограмма импульса лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод показана на рис.2. Средняя мощность излучения составляла 2 Вт при частоте модуляции добротности 2 кГц. Временное разрешение системы регистрации (фотодиод и осциллограф), равное ~ 2 нс, не позволяло определять длительность импульсов внутри цуга, поэтому для ее измерения использовался оптический коррелятор с регистрацией импульсов по импульсам второй гармоники, генериру-

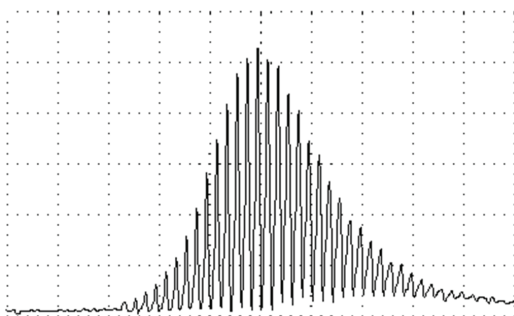


Рис.2. Осциллограмма импульса генерации на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм в режиме QML. Скорость развертки 50 нс/дел.

емой в кристалле КТР (коллинеарная схема). Измеренная таким образом длительность «синхронизованного» импульса составила 40 пс (см. рис.5,а), т.е. пиковая мощность отдельного импульса равнялась ~ 2 МВт.

3. Керровская линза в кристалле-удвоителе частоты

Дальнейшее уменьшение длительности отдельного импульса и увеличение пиковой мощности осуществлялось керровской линзой, формируемой в нелинейном кристалле для генерации гармоники (кристалл LBO длиной $d = 20$ мм с синхронизмом I типа), и диафрагмой (т.е. лазер генерировал на линии $\lambda = 532$ нм по схеме рис.1,а). Впервые синхронизация мод керровской линзой, или самосинхронизация мод, исследовалась в [9]. В ее основе лежит явление самофокусировки излучения в среде, благодаря которому в резонаторе можно создать эффект, аналогичный эффекту насыщающегося поглощения. Самофокусировка является следствием зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения I ($n = n_0 + n_2 I$). В результате воздействия интенсивного излучения на среду в ней образуется линза, сила которой зависит от интенсивности. Такая нелинейная линза в сочетании с диафрагмой действует подобно насыщающемуся поглотителю. Возможно также конструкция, лишенная диафрагмы, роль которой в этом случае выполняют элементы резонатора. Если самофокусировка обусловлена электронной поляризацией в твердом теле под действием электрического поля световой волны, удается организовать практически безынерционный насыщающийся поглотитель с временем установления $\sim 10^{-15}$ с [10].

Резонатор рассчитывался матричным методом. Для описания прохождения пучка через керровский элемент использовалась матрица M , предложенная в [11]:

$$M = \sqrt{1 - \gamma} \begin{pmatrix} 1 & d_c \\ -\gamma/[1 - \gamma] & 1 \end{pmatrix}.$$

Здесь $d_c = d/n_0$ – эффективная длина среды при мощности излучения внутри резонатора $P = 0$;

$$\gamma = p \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d_c} - \frac{\lambda d_c}{2\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1};$$

$p = P/P_{\text{cr}}$; $P_{\text{cr}} = \epsilon \epsilon_0 \lambda^2 / (2\pi n_2)$ – критическая мощность самофокусировки; w_c – радиус пучка в центре среды; w_0 – радиус пучка в перетяжке, рассчитанный при $p = 0$. Для получения эффекта насыщающегося поглощения необходимо, чтобы в плоскости, где установлена диафрагма, размер пучка уменьшался с увеличением его интенсивности. Количественно этот эффект характеризуется параметром [12]

$$\delta = \frac{1}{w} \left. \frac{dw}{dp} \right|_{p=0},$$

где w – радиус гауссова пучка в конкретной плоскости в резонаторе. Для эффективного укорочения импульса параметр δ должен быть отрицательным и как можно большим по модулю. Диафрагма была установлена в плоскости вблизи концевое зеркала З4 (см. рис.1,а). Варьируемым параметром при расчетах было выбрано расстояние x между концевым зеркалом З4 и нелинейным кристал-

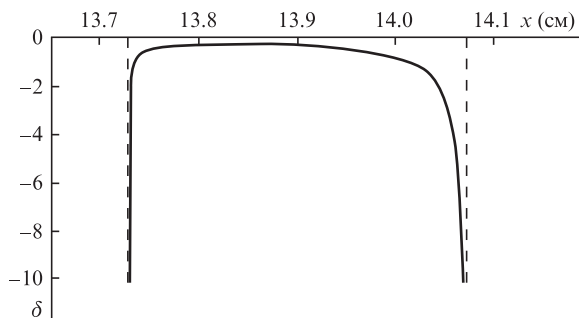


Рис.3. Зависимость параметра δ от расстояния x . Вертикальными штриховыми линиями показаны границы области устойчивости.

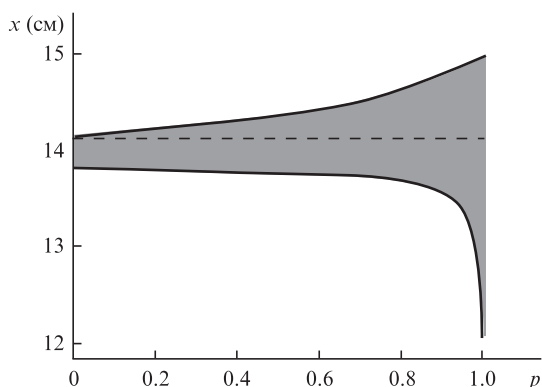


Рис.4. Область устойчивости резонатора (показана серым). Горизонтальной штриховой линией отмечено расстояние x , использованное в экспериментах.

лом. Полученная в результате расчета зависимость $\delta(x)$ приведена на рис.3. Видно, что параметр δ принимает максимальные значения (по модулю) на границах области устойчивости. Для расчетов было выбрано $x \approx 14.06$ см.

На рис.4 показана область устойчивости резонатора в координатах $x-p$. Видно, что при малой мощности (в начале формирования Q-switch импульса) лазер работает на границе области устойчивости, а при появлении керровской линзы и увеличении мощности переходит в более устойчивый режим.

Измеренная оптическим коррелятором с регистрацией фототока двухфотонного поглощения в GaAsP-фотодиоде G1116 (Hamamatsu) длительность отдельного импульса внутри пуга составила 3.25 пс (рис.5,б). Средняя мощность излучения лазера на $\lambda = 532$ нм равнялась 1.5 Вт при частоте следования импульсов 2 кГц. С помощью акустооптического монохроматора «Фотон-2102И» были измерены спектральные ширины $\Delta\nu$ линий генерации на $\lambda = 1064$ и 532 нм, составившие ~ 200 и 400 ГГц соответственно (на рис.5,в, г эти ширины больше из-за вклада аппаратурной ширины). Следовательно, $\Delta\nu\Delta t \approx 0.65$, что с точностью до двух близко к случаю «нечирпированного» импульса, форма которого описывается функцией sech^2 .

Пиковая мощность отдельного импульса вблизи максимума огибающей пуга синхронизованных импульсов (см. рис.2) составила ~ 50 МВт. Следует отметить, что Δt измерялась по автокорреляционной функции на $\lambda = 1064$ нм. Измерения Δt в режиме модулированной добротности показали, что на $\lambda = 532$ нм длительность импульса в два раза меньше. Можно ожидать, что указанное соотношение длительностей импульса будет приблизительно сохраняться и в режиме QML, т.е. реально пиковая мощность может составлять ~ 100 МВт.

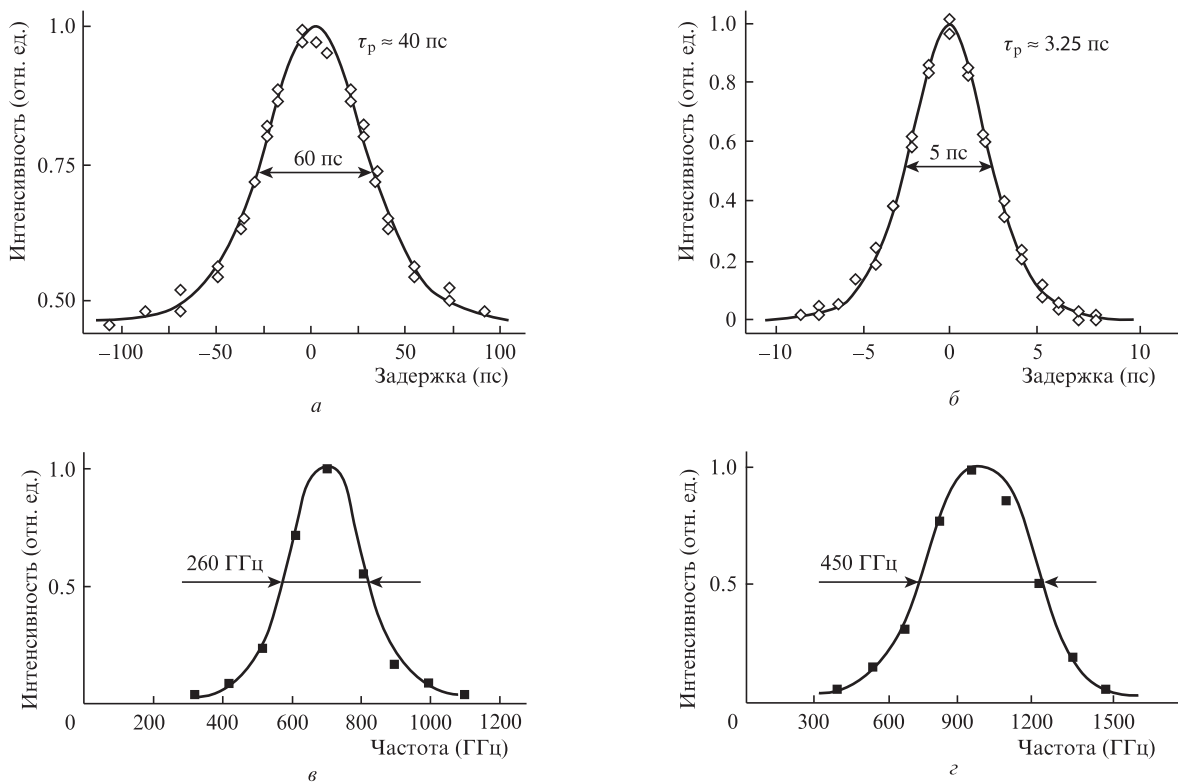


Рис.5. Измеренные автокорреляционные функции синхронизованных импульсов в отсутствие керровской линзы (а) и при ее наличии (б) (ромбы) и их аппроксимации функциями sech^2 (сплошные линии) (а, б), а также измеренные спектры излучения на $\lambda = 1064$ (в) и 532 нм (г).

4. Заключение

Отметим, что ранее режим синхронизации мод непрерывного лазера с помощью АОМа бегущей волны был реализован в работах [13–15]. В них отмечалось, что полоса синхронизации мод увеличивалась в 10 раз и более по сравнению со случаем использования АОМа стоячей волны. Однако в этих работах обратная связь обеспечивалась с помощью дополнительных зеркал в резонаторе лазера, усложняющих конструкцию, а режим модуляции добротности отсутствовал. Наша реализация метода СЗАОМ, при которой с помощью одного АОМа удается получать устойчивый режим QML, в сочетании с керровской линзой обеспечивает значительно большие пиковые мощности. Предлагаемый лазер не требует дополнительных условий для запуска керровской линзы и обладает высокой кратковременной и долговременной стабильностью выходных характеристик без использования каких-либо схем автоподстройки.

Авторы выражают благодарность А.С.Кучьянову и С.Л.Микерину за полезные обсуждения.

1. Kuizenga D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1694 (1981).

2. Херман Й., Вильгельми Б. *Лазеры сверхкоротких импульсов* (М.: Мир, 1986).
3. He G.S., Cui Y., Xu G.C., Prasad P.N. *Opt. Commun.*, **96**, 321 (1996).
4. Chen Y.F., Huang K.F., Tsai S.W., Lan Y.P., Wang S.C., Chen. J. *Appl. Opt.*, **40**, 6038 (2001).
5. Agnesi A., Guandalini A., Reali G., Jabczynski J.K., Kopczyński K., Mierczyk Z. *Opt. Commun.*, **194**, 429 (2001).
6. Pan S., Xue L., Fan X., Huang H., He J. *Opt. Commun.*, **272**, 178 (2007).
7. Донин В.И., Яковин Д.В., Грибанов А.В. *Лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод*. Заявка на патент № 2011123043 /28 от 7.06.2011.
8. Донин В.И., Никонов А.В., Яковин Д.В. *Квантовая электроника*, **34**, 930 (2004).
9. Spence D.E., Kean P.N., Sibbett W. *Opt. Lett.*, **16**, 42 (1991).
10. Shapiro S.L. (Ed.) *Ultrashort Light Pulses. Picosecond Techniques and Applications* (Berlin–Heidelberg New–York: Springer-Verlag, 1977).
11. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S. *Opt. Commun.*, **96**, 348 (1993).
12. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S. *Opt. Commun.*, **101**, 365 (1993).
13. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **8**, 2552 (1981).
14. Кравцов Н.В., Магдич Л.Н., Шелаев А.Н., Шницер П.И. *Письма в ЖТФ*, **9**, 440 (1983).
15. Надточеев В.Е., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **16**, 2231 (1989).