

Эффективность лазера на эрбиевом стекле с пассивной модуляцией добротности резонатора

В.Н.Быков, А.Г.Садовой

Исследованы пути оптимизации КПД низкороговых лазеров на эрбиевом стекле, работающих в режиме пассивной модуляции добротности при ламповой накачке. Оптимизация осуществляется путем изменения степени заполнения активного элемента полем нижней поперечной моды.

Ключевые слова: лазер на эрбиевом стекле, пассивная модуляция добротности, низшая поперечная мода резонатора.

В последние годы проявляется большой интерес к модуляции добротности лазеров на эрбиевых стеклах с помощью пассивных затворов. Во многом это обусловлено тем, что областью возможного массового использования таких лазеров является безопасная для зрения лазерная дальнометрия, где требование точной синхронизации момента возникновения лазерного импульса не является принципиальным, а отсутствие внешнего управления затвором существенно упрощает конструкцию прибора.

В большинстве публикаций, посвященных пассивным затворам лазеров на эрбиевом стекле, исследуются физические характеристики различных материалов для модуляции добротности, а также получение модуляции на этих материалах. В то же время вопрос оптимизации энергетических параметров лазеров с пассивной модуляцией добротности остается открытым [1–4].

Настоящая работа посвящена эффективности использования пассивного затвора в низкороговом лазере на эрбиевом стекле с ламповой накачкой.

Для анализа факторов, определяющих энергию моноимпульса, рассмотрим упрощенную математическую модель лазера, содержащего трехуровневую активную среду и двухуровневый пассивный лазерный затвор (ПЛЗ), размещенные в оптическом резонаторе. Будем полагать, что изменением накачки и спонтанным распадом населенностей в активной среде и среде ПЛЗ за время генерации моноимпульса можно пренебречь. Тогда, решая систему кинетических уравнений для выбранной модели, можно представить энергию моноимпульса в виде

$$E = hv \ln(R^{-1}) \frac{A_g}{4\sigma_g} \varphi(x, \beta), \quad (1)$$

где hv – энергия кванта излучения лазера; R – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора; A_g – площадь поперечного сечения поля излучения в активной среде; σ_g – сечение излучения активной среды; x – отношение пороговой инверсии в активной среде в момент

начала генерации к пороговой инверсии при полном просветлении затвора;

$$\beta = \frac{\sigma_a A_g}{\sigma_g A_a}; \quad (2)$$

$\varphi(x, \beta)$ – функция, определяемая из уравнения

$$x = \frac{\beta\varphi + \exp(-\beta\varphi) - 1}{\beta[1 - \exp(-\varphi)] + \exp(-\beta\varphi) - 1} \quad (\varphi \geq 0, \beta > 1); \quad (3)$$

σ_a – сечение поглощения затвора; A_a – площадь поперечного сечения поля в затворе.

Графическое решение уравнения (3) представлено на рис.1. Штриховая кривая соответствует идеальному мгновенно переключающемуся затвору ($\beta \rightarrow \infty$). Минимальное значение x (x_{\min}), при котором $\varphi = 0$ и, следовательно, становится невозможной генерация моноимпульса, можно получить аналитически, взяв предел выражения (3) при $\varphi \rightarrow 0$:

$$x_{\min} = \frac{1}{1 - 1/\beta}. \quad (4)$$

Из рис.1 видно, что величина φ растет с увеличением как x , так и β . Нужно учитывать, что при увеличении x вследствие низкого начального пропускания затвора увеличивается и требуемая энергия накачки. Рост β (см.

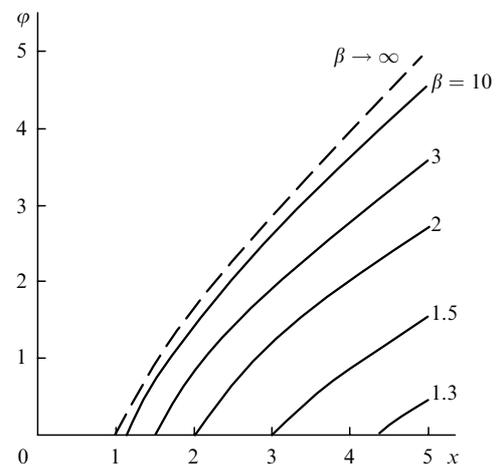


Рис.1. Зависимость $\varphi(x, \beta)$.

формулу (2) может быть реализован при соответствующем выборе материала затвора для конкретной активной среды (σ_a/σ_g) и (или) при выборе схемы резонатора с требуемым отношением A_g/A_a .

Энергия моноимпульса зависит также от коэффициента отражения R выходного зеркала резонатора. С ростом пропускания зеркала увеличивается значение $\ln(1/R)$, но одновременно уменьшается χ и, как следствие, φ .

Из выражения (1) следует, что энергия моноимпульса E пропорциональна площади поперечного сечения поля излучения в активной среде A_g . Поэтому, на первый взгляд, наиболее правильной с точки зрения энергетической эффективности лазера была бы реализация многомодового режима генерации, при котором заполнение полем излучения активного элемента является наиболее полным. Однако на практике наблюдается следующее.

При достижении пороговых условий генерации развивается моноимпульс, энергия которого сохраняется практически неизменной, несмотря на дальнейший рост накачки. Время задержки моноимпульса относительно импульса накачки сокращается по мере роста накачки. При этом поперечный размер поля излучения в активной среде соответствует не апертуре активного элемента, а размеру низшей поперечной моды резонатора. Дальнейшее увеличение накачки приводит к генерации вторичных моноимпульсов, обусловленных либо повторными просветлениями затвора в том же канале генерации (при этом энергии моноимпульсов сравнимы), либо просветлением затвора на большей апертуре (в этом случае в зависимости от заполнения активного элемента полем высших поперечных мод, вышедших в генерацию, энергии повторных моноимпульсов могут значительно превышать энергию первого).

Оставив пока открытым вопрос о возможности синхронизации моментов формирования импульсов от разных мод с целью слияния их в один высокоэнергетический моноимпульс, мы осуществили повышение энергии моноимпульса путем эффективного заполнения активной среды полем излучения низшей поперечной моды.

Экспериментальное исследование энергетических характеристик проводилось на макете лазера, оптическая схема которого приведена на рис.2. В качестве активной среды использовалось хром-иттербий-эрбиевое фосфатное стекло марки ЛГС-ХМ [5], из которого были изготовлены три активных элемента (АЭ) с просветленными торцами длиной 35 мм и диаметром 1.7, 2.0 и 2.5 мм. Накачка осуществлялась лампой ИНП-2/35 в полем цилиндрическом отражателе эллиптического сечения с зеркальным серебряным покрытием. Разрядный контур блока питания обеспечивал колоколообразный световой импульс накачки длительностью 0.9 мс по уровню 0.5.

Для модуляции лазерного излучения использовался пассивный лазерный затвор с просветленными торцами из кристалла $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}:\text{Co}^{2+}$, изготовленный во

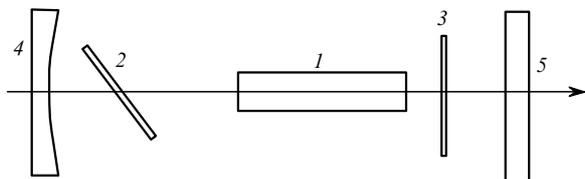


Рис.2. Оптическая схема экспериментального макета лазера: 1 – активный элемент; 2 – брюстеровская пластинка; 3 – пассивный лазерный затвор; 4 – глухое зеркало; 5 – выходное зеркало.

ФГУП «НИИ "Полус"». В случае, когда вектор напряженности электрического поля световой волны параллелен оси c кристалла [2], начальное пропускание затвора на длине волны генерации составляло около 88 %. Для получения такой поляризации в оптическую схему была введена плоскопараллельная пластинка из плавленого кварца, расположенная под углом Брюстера к оси излучения (брюстеровская пластинка).

Резонатор длиной 54 см был образован плоским выходным зеркалом с пропусканием $\tau \approx 14\%$ и вогнутым сферическим глухим зеркалом, радиус кривизны которого r изменялся в процессе экспериментов и составлял 0.6, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 2.9 и 6.3 м, что позволяло управлять поперечным размером поля в широких пределах без выхода на границу зоны устойчивости. Активный элемент и затвор размещались вблизи плоского зеркала резонатора. Это устраняло зависимость β от отношения A_g/A_a , которое, несмотря на изменение геометрии резонатора (кривизны глухого зеркала), сохранялось близким к единице. С учетом того, что в наших экспериментах $\sigma_a/\sigma_g \approx 20$, т.е. β достаточно велико, дополнительная фокусировка поля в затворе не требовалась.

Каждый из трех активных элементов испытывался в нескольких устойчивых резонаторах с различным расчетным размером моды в элементе. Измерялись энергия моноимпульса и энергия накачки, при которой он наблюдался. Временная форма моноимпульса контролировалась с помощью скоростных фотодиода ЛФД-2 и цифрового осциллографа.

Экспериментально полученные энергия моноимпульса E и соответствующая началу его появления минимальная энергия накачки E_p представлены на рис.3.

Следует отметить, что эти зависимости не являются выходными энергетическими зависимостями в традиционном понимании, т.к. каждая точка на графике соответствует резонатору определенной конфигурации. Увеличение размера поля в АЭ приводит к росту энергии моноимпульса, что сопровождается ростом накачки. Из рис.3 видно, что характер связи E и E_p сохраняется независимым от диаметра АЭ. По мере увеличения заполнения апертуры элемента полем излучения моноимпульса рост выходной энергии замедляется и появляется «загиб» характеристики $E(E_p)$, связанный, главным образом, с ограниченностью апертуры АЭ. Для получения большей энергии излучения требуется АЭ большего диаметра. Из рис.3 видно, что для АЭ любого диаметра

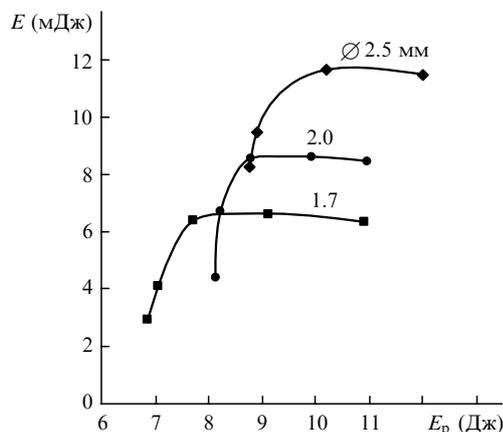


Рис.3. Связь энергии моноимпульса с минимальной энергией накачки для АЭ разных диаметров.

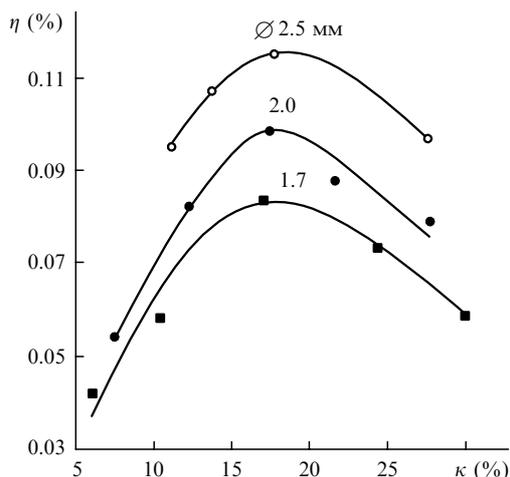


Рис.4. Зависимости КПД от коэффициента заполнения апертуры АЭ полем низшей поперечной моды для АЭ разных диаметров.

КПД $\eta = E/E_p$ меняется с изменением заполнения его апертуры полем.

На рис.4 представлены зависимости КПД от коэффициента заполнения апертуры АЭ полем низшей поперечной моды κ . Под κ здесь понимается отношение расчетной площади поперечного сечения моды по уровню $1/e$ интенсивности в АЭ к площади поперечного сечения последнего.

Из кривых рис.4 видно, что максимальный КПД соответствует $\kappa \approx 18\%$ и растет с увеличением диаметра АЭ. Зависимость энергии моноимпульса от площади поперечного сечения поля излучения в активной среде A_g при максимальном КПД представлена на рис.5.

Видно, что экспериментальная зависимость $E(A_g)$ близка к линейной и в первом приближении неплохо согласуется с выражением (1), из которого следует, что энергия моноимпульса прямо пропорционально зависит от площади поперечного сечения поля излучения в активной среде (при $A_g/A_a = \text{const}$).

При использовании в экспериментальной схеме более прозрачного выходного зеркала ($\tau \approx 21\%$) наблюдалось снижение КПД. Так, для сравнения на АЭ диаметром 2.5 мм при переходе к прозрачному зеркалу КПД снизился с 0.115% (рис.4) до 0.09%. Отметим также, что предельная наблюдавшаяся энергия моноимпульса при переходе к зеркалу с $\tau \approx 21\%$ увеличилась от 11.7 мДж (см. рис.3) до 12.9 мДж, что, однако, сопровождалось дальнейшим уменьшением КПД до 0.084%.

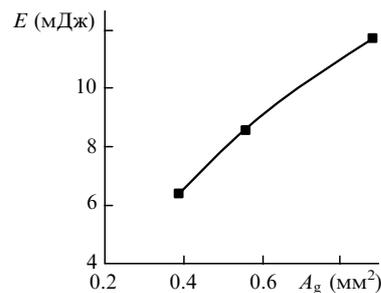


Рис.5. Зависимость энергии моноимпульса от площади поперечного сечения поля излучения в АЭ при максимальном КПД.

Использование более глухих ($\tau \leq 11\%$) выходных зеркал может приводить к лучевому повреждению оптических элементов лазерной схемы.

Исследования показали, что влияние различных факторов на энергию моноимпульса имеет сложный, взаимно противоречивый характер. Вопрос оптимизации всех параметров требует отдельного решения для каждого конкретного случая. Тем не менее для исследовавшихся в настоящей работе низкороговых лазеров в качестве одного из возможных путей повышения как энергии моноимпульса, так и КПД можно рекомендовать увеличение заполнения АЭ полем излучения низшей поперечной моды (вплоть до начала сильного роста потерь излучения на апертуре АЭ).

Полученные в настоящей работе энергетические параметры представляют, на наш взгляд, практический интерес для таких областей применения, как, например, безопасная лазерная дальнометрия.

В заключение авторы выражают благодарность А.М. Онищенко за ценные обсуждения проблемы в процессе работы, В.А.Пашкову за полезное обсуждение результатов, А.В.Шестакову за предоставленные затворы и П.И. Садовскому за предоставленные активные элементы.

1. Галаган Б.И., Годовикова Е.А., Денкер Б.И., Мейльман М.Л., Осико В.В., Сверчков С.Е. *Квантовая электроника*, **26**, 189 (1999).
2. Yumashev K.V., Denisov I.A., Posnov N.N., Mikhailov V.P., Moncorge R., Vivien D., Ferrand B., Guyot Y. *J. Opt. Soc. Am.*, **16**, 2189 (1999).
3. Wu R., Rhonehouse D., Myers M., Hamlin S., Myers J., Jiang Y. *OSA Proc. on advanced solid state lasers* (Washington, Optical Society of America, 1995, v.24, p.440).
4. Юмашев К.В. *Квантовая электроника*, **30**, 37 (2000).
5. Изъинев А.А., Садовский П.И. *Квантовая электроника*, **24**, 791 (1997).