

09.3

Усиление в среде Yb:YAG в диапазоне криогенных температур

© А.В. Демьянов, К.Н. Макаров, В.А. Островский, М.И. Пергамент

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия
E-mail: demyanov@triniti.ru

Поступило в Редакцию 13 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 2 апреля 2024 г.

Принято к публикации 3 апреля 2024 г.

Представлена численная модель дискового криогенного Yb:YAG-усилителя с диодной накачкой с энергией импульсов в десятки и сотни джоулей. Модель учитывает изменение формы спектра пучка накачки по мере его распространения через лазерную среду, состоящую из нескольких активных элементов с различной концентрацией ионов иттербия. Усиление спонтанного излучения, ограничивающее инверсию, в модели учитывается в трехмерной геометрии для реальной формы спектра и для каждого активного элемента в соответствии с вложенной в него энергией. Результаты моделирования сравниваются с литературными экспериментальными данными для усилителей с энергией в импульсе более 100 J.

Ключевые слова: импульсно-периодические лазеры, усиленное спонтанное излучение, Yb:YAG, криогенное охлаждение, моделирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.14.58306.19799

Сегодняшний тренд мировой практики при создании импульсно-периодических лазерных систем с большой энергией импульсов — использование усилительных модулей с диодной накачкой и дисковыми активными элементами (АЭ), в зазорах между которыми прокачивается охлаждающий газ [1–6]. Одним из наиболее перспективных материалов для активной среды таких модулей является алюмоиттриевый гранат, легированный ионами иттербия (Yb:YAG). Yb³⁺ как активный лазерный ион обеспечивает длительное время жизни флуоресценции, малый квантовый дефект, а эффективные и надежные лазерные диоды высокой мощности доступны на длине волны накачки. YAG обладает высокой теплопроводностью и механической прочностью, и, если он используется в керамической форме, его можно производить в больших размерах [7] с хорошим оптическим качеством. Это особенно важно для лазерных систем кJ-класса, поскольку для них потребуются усилительные каскады с апертурой более 10 см.

Оптимизация такой многопараметрической системы упрощается при использовании численных моделей. Первые численные расчеты эффективности импульсного Yb:YAG-усилителя с накоплением энергии были представлены Фаном [8], а в последующих работах исследовались различные эффекты, влияющие на эффективность усилителя, такие, например, как усиление спонтанного излучения (УСИ), охлаждение активной среды до криогенных температур, различие в ширине линии накачки и поглощения. Подробно механизмы и их влияние на эффективность такой многопараметрической системы описаны в работе [9]. Однако до сих пор нет модели, в которой для расчета УСИ и поглощения использовались бы экспериментально измеренные спектры вынужденного излучения и поглощения, а также спектр

входного луча для произвольной длины волны накачки. В настоящей работе предложена именно такая численная модель криогенного Yb:YAG-усилителя с диодной накачкой для генерации ns-импульсов высокой энергии.

Процесс накачки вдоль оптической оси z (без газовых зазоров) описывается системой уравнений относительной инверсии $\beta(z) = N_U(z)/N_{Yb}(z)$ и интенсивности излучения двухсторонней накачки в фотонах $\Phi_p^{+,-}(t, \lambda, z)$:

$$\frac{\partial \Phi_p^{+,-}(t, \lambda, z)}{\partial z} = -N_{Yb}(z) [(1 - \beta(z))\sigma_a(\lambda) - \beta(z)\sigma_e(\lambda)] \Phi_p^{+,-}(t, \lambda, z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \beta(z)}{\partial t} = \int \left[(1 - \beta(z))\sigma_a(\lambda) - \beta(z)\sigma_e(\lambda) \right] \times (\Phi_p^+(t, \lambda, z) + \Phi_p^-(t, \lambda, z)) d\lambda - \frac{\beta(z)M_{ASE}(t, \beta(z))}{\tau}, \quad (2)$$

где $N_{Yb}(z)$ и $N_U(z)$ — полная концентрация Yb³⁺ и населенность верхнего уровня, $\sigma_e(\lambda)$ и $\sigma_a(\lambda)$ — сечения вынужденного излучения и поглощения, а τ — время жизни возбужденного состояния. Интенсивность накачки на торцах усилителя задается мощностью импульса накачки $P(t)$ и его спектром $f_p(\lambda)$ ($\int f_p(\lambda) d\lambda = 1$):

$$\Phi_p^+(t, \lambda, 0) = \Phi_p^-(t, \lambda, z_m) = \frac{P(t)f_p(\lambda)}{h\nu_p S_p},$$

где $h\nu_p$ — энергия фотона накачки, S_p — сечение луча накачки, $z_m = Nd$ — длина поглощения N АЭ толщиной d . Первое слагаемое в правой части уравнения (2) определяет увеличение инверсии из-за поглощения накачки, а второе слагаемое — уменьшение инверсии из-за спонтанного распада, включая УСИ (фактор M_{ASE}).

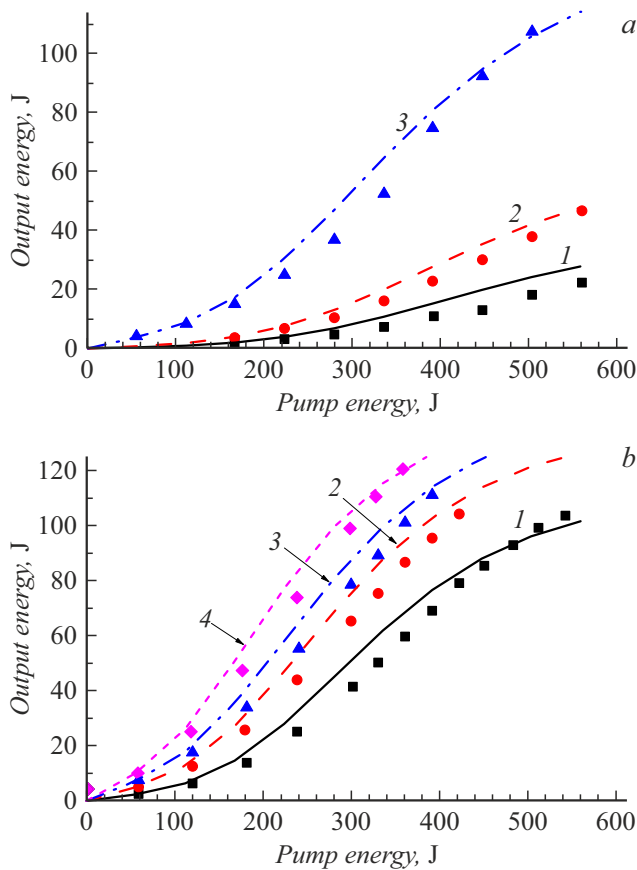


Рис. 1. Экспериментальные (символы: *a* — [4], *b* — [5]) и теоретические зависимости выходной энергии от энергии накачки для различных значений энергии входного импульса: *a* — 0.5 (1), 1 (2) и 5 J (3) для температуры АЭ 175 К; *b* — 2.6 (1), 5.6 (2) и 8.2 J (3, 4) для температуры АЭ 150 (1–3) и 130 К (4).

В поперечном оптической оси направлении предполагается однородное распределение интенсивности излучения накачки. Температура всех АЭ одинакова и не зависит от z . Усиление спонтанного излучения, ограничивающее инверсию, в модели рассчитывается для измеренной формы спектра спонтанного излучения в трехмерной геометрии, соответствующей конструкции усилителя, причем для каждого АЭ УСИ рассчитывается в соответствии с вложенной в него энергией. Большая часть УСИ, падающего на поверхность конкретного АЭ под углами, большими угла полного внутреннего отражения, поглощается в периферийной области АЭ (кладдинге) и зависит только от вкладываемой в этот АЭ энергии. Остальная часть излучения может проходить через несколько АЭ, поэтому интенсивность, выходящего из накачиваемой области излучения, зависит как от распределения энергии накачки по АЭ, так и от длины поглощения z_m .

Входными параметрами модели являются количество АЭ и их размер, концентрация ионов иттербия в каждом АЭ, температура АЭ, длина волны, спектр, длительность

и мощность накачки, спектры поглощения и спонтанного излучения. В расчетах в настоящей работе используются полученные нами с разрешением в 0.1 nm сечения поглощения и спонтанного излучения в диапазоне длин волн 852.6–1046 nm для температур 125, 150, 175 К, но имеются данные и для 100, 200, 225, 250 и 300 К. Рассчитываются временные зависимости распределений вдоль оптической оси инверсии населенностей, вложенной и запасенной энергии, а также коэффициента усиления слабого сигнала. С помощью этих зависимостей находятся усредненные вдоль оптической оси характеристики, например временные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала и запасенной энергии. Зная запасенную энергию при заданной длительности накачки, можно найти зависимости энергии выходного импульса от энергии входного импульса при произвольном количестве проходов усилителя для различных суммарных потерь в канале усиления. Форму (по времени) входного импульса можно варьировать, например задав ее прямоугольной или гауссовой.

На рис. 1 и 2 сравниваются экспериментальные [4–6] и теоретические зависимости. В работах [4,5] в усилителе установлены шесть АЭ толщиной 8.5 mm, а в [6] —

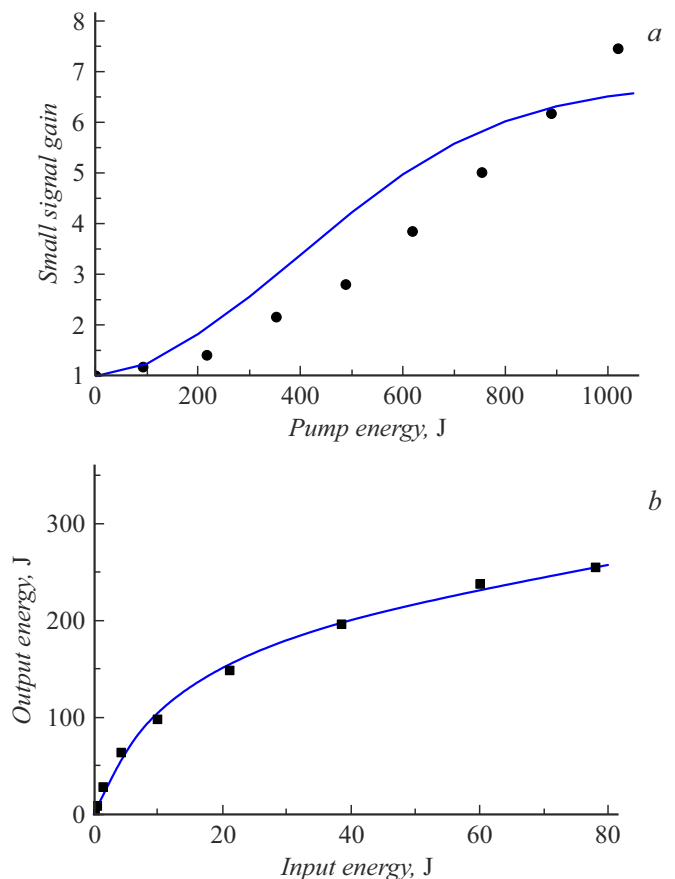


Рис. 2. Экспериментальные (символы) [6] и теоретические зависимости усиления слабого сигнала (E_{out}/E_{in}) от энергии накачки (а) и выходной энергии от энергии входного импульса для температуры АЭ 175 К (б).

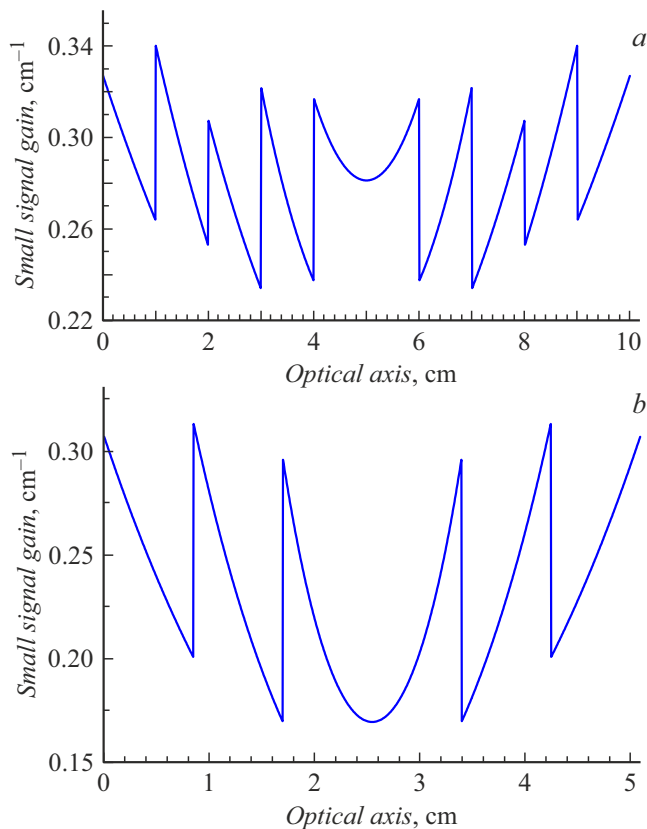


Рис. 3. Теоретическая зависимость коэффициента усиления вдоль оптической оси (без газовых зазоров) усилителя [6] (a) и [5] (b) после накачки длительностью 1 ms для температуры АЭ 175 К.

десять АЭ толщиной 1 см. Поперечный размер накачиваемой области примерно одинаков и равен 8×8 см. Распределения концентраций ионов иттербия по АЭ в [4,5] равны 0,4, 0,6 и 1%, а в [6] — 0,35, 0,45, 0,5, 0,7 и 1%. Для накачки усилителей [4,5] используются по два диодных модуля мощностью 250 и 280 kW, а в [6] — восемь модулей по 125 kW, причем в отличие от [4,5] в работе [6] длина волны излучения накачки уменьшена с 940 до 935 nm и попадает в пик поглощения, но с меньшим сечением поглощения, чем на 940 nm. Поэтому средние значения концентрации ионов иттербия в АЭ, равные 0,67% [4,5] и 0,75% [6], различаются незначительно, хотя длина поглощения активной среды z_m на установке [6] почти в 2 раза больше, чем длина поглощения в [4,5]. Максимальная энергия в импульсе, полученная в работах [4–6], составляла 107, 120 и 253 J соответственно.

Из рис. 1 и 2 видно хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов. Только на рис. 2, a теоретическая зависимость усиления слабого сигнала на средних энерговкладах идет выше экспериментальной, а на максимальных — ниже. Очевидно, что в расчетах УСИ сильнее влияет на запасенную энергию и соответственно на усиление, чем в эксперименте. Для

выяснения этого расхождения необходимы дополнительные исследования с использованием экспериментальных данных из других источников.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости коэффициента усиления вдоль оптической оси в усилителе [6] (a) и [5] (b) после накачки длительностью 1 ms. Обращает на себя внимание заметная неоднородность коэффициента усиления по АЭ в усилителе [6]. Так, в третьем и четвертом АЭ (считая от внешней стороны) усредненное по АЭ усиление меньше, чем в остальных. Также из расчетов следует, что для усилителя [6] заметная доля (13%) излучения накачки не поглощается в АЭ. Для усилителя [5] распределение коэффициента усиления вдоль оптической оси более однородно, а потери энергии накачки не превышают 4%. Поэтому в средних элементах провал в усилении больше в усилителе [5], чем в усилителе [6]. По-видимому, оптимизировав содержание ионов иттербия в АЭ, можно несколько увеличить энергию выходного импульса усилителя [6].

Таким образом, предложенная в работе модель может быть использована для оптимизации и предсказания усилительных свойств дискового криогенного Yb:YAG-усилителя с двухсторонней диодной накачкой в диапазоне температур от 100 до 300 К при произвольной длине волны и ширине линии накачки.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1068 от 21.04.2023 г.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Lucianetti, M. Sawicka, O. Slezak, M. Divoky, J. Pilar, V. Jambunathan, S. Bonora, R. Antipenkov, T. Mocek, *High Power Laser Sci. Eng.*, **2**, E13 (2014). DOI: 10.1017/hpl.2014.15
- [2] K. Xiao, X. Yuan, X. Yan, M. Li, X. Jiang, Z. Wang, M. Li, W. Zheng, J. Zheng, *Laser Phys.*, **26** (3), 035003 (2016). DOI: 10.1088/1054-660x/26/3/035003
- [3] M. Divoký, J. Pilař, M. Hanuš, P. Navrátil, O. Denk, P. Severová, P. Mason, T. Butcher, S. Banerjee, M.D. Vido, C. Edwards, J. Collier, M. Smrž, T. Mocek, *Opt. Lett.*, **46**, 5771 (2021). DOI: 10.1364/OL.444902
- [4] S. Banerjee, P.D. Mason, K. Ertel, P.J. Phillips, M.D. Vido, O. Chekhlov, M. Divoky, J. Pilar, J. Smith, T. Butcher, A. Lintern, S. Tomlinson, W. Shaikh, C. Hooker, A. Lucianetti, C. Hernandez-Gomez, T. Mocek, C. Edwards, J.L. Collier, *Opt. Lett.*, **41** (9), 2089 (2016). DOI: 10.1364/ol.41.002089
- [5] P.D. Mason, S. Banerjee, J. Smith, T. Butcher, P.J. Phillips, K. Ertel, M. De Vido, S. Tomlinson, M. Tyldesley, C. Hernandez-Gomez, J.L. Collier, in *2019 Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conf. (CLEO/Europe-EQEC)* (IEEE, 2019), p. 1-1. DOI: 10.1109/cleoe-eqec.2019.8871657

- [6] T. Sekine, T. Kurita, Y. Hatano, Y. Muramatsu, M. Kurata, T. Morita, T. Watari, T. Iguchi, R. Yoshimura, Y. Tamaoki, Y. Takeuchi, K. Kawai, Y. Zheng, Y. Kato, N. Kurita, T. Kawashima, S. Tokita, J. Kawanaka, R. Kodama, *Opt. Express*, **30** (25), 44385 (2022). DOI: 10.1364/OE.470815
- [7] R.M. Yamamoto, J.M. Parker, K.L. Allen, R.W. Allmon, K.F. Alviso, C.P.J. Barty, B.S. Bhachu, C.D. Boley, A.K. Burnham, R.L. Combs, K.P. Cutter, S.N. Fochs, S.A. Gonzales, R.L. Hurd, K.N. LaFortune, W.J. Manning, M.A. McClelland, R.D. Merrill, L. Molina, C.W. Parks, P.H. Pax, A.S. Posey, M.D. Rotter, B.M. Roy, A.M. Rubenchik, T.F. Soules, D.E. Webb, *Proc. SPIE*, **6552**, 655205 (2007). DOI: 10.1117/12.720965
- [8] T. Fan, *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (12), 2692 (1992). DOI: 10.1109/3.166461
- [9] K. Ertel, S. Banerjee, P.D. Mason, P.J. Phillips, M. Siebold, C. Hernandez-Gomez, J.C. Collier, *Opt. Express*, **19** (27), 26610 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.026610