

# ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОЩНОМ УСИЛИТЕЛЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛАСТИНАТЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

*Д. А. Кузин, А. В. Старобор*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

## Введение

Сегодня лазеры высокой средней мощности нашли широкое применение в медицине, промышленности и телекоммуникациях и не только, так же они стали активно использоваться как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях в различных областях науки и техники. На их основе создаются источники излучения различных диапазонов. Такие источники компактны и обладают рекордно высокой средней яркостью, что открывает для них множество новых приложений. Одним из наиболее амбициозных проектов является создание компактного, но мощного источника рентгеновского излучения, основанного на обратном эффекте Комптона [1]. В космической сфере существуют такие перспективные проекты, как создание лазерных двигателей [2] и удаление с орбиты космического мусора [3–5]. В военной области активно разрабатывается лазерное оружие и лазерные системы наведения. Одним из самых перспективных типов лазеров, позволяющих достигать высокую среднюю мощность, является твердотельный лазер на основе кристалла алюмо-иттриевого граната, легированного трехзарядными ионами иттербия  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{Yb:YAG}$ ) с диодной накачкой. Одной из основных проблем, возникающих при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью, является тепловыделение в оптических элементах лазерных систем. Особенно эти проблемы свойственны активным элементам (АЭ) лазеров или магнитооптическим элементам изоляторов Фарадея. Нагрев элемента приводит к ухудшению его свойств, фазовым и поляризационным искажением излучения. Для эффективного охлаждения элемент должен иметь малый размер по той координате, вдоль которой происходит охлаждение, и большую площадь охлаждаемой поверхности. Можно выделить три подходящие геометрии: тонкий слэб (толщина  $\sim 1$  мм), тонкий стержень (диаметр  $\sim 1$  мм) и тонкий диск (толщина  $\sim 0,3$  мм).

Одной из наиболее перспективных технологий создания лазеров с высокой средней мощностью является использование активных элементов на основе тонких стержней из  $\text{Yb:YAG}$  [6], обладающих высоким усилением. Однако масштабирование энергии импульса выше уровня нескольких мДж для таких усилителей ограничено порогом пробоя АЭ. В связи с этим в качестве конечного усилителя было предложено использовать квантрон на основе АЭ в форме тонкой пластины (слэба). Слэб допускает масштабирование за счет увеличения поперечных размеров, что значительно уменьшает проблему нелинейных эффектов и оптического пробоя, что позволяет увеличить энергию импульсов до нескольких десятков мДж при использовании схемы чирпированного усиления импульсов. Также тонкие пластины обладают высоким отношением площади охлаждения к объему активного элемента, что уменьшает паразитные тепловые эффекты [7, 8], которые являются одной из основных проблем, возникающих при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью. Нами было предложено в качестве окончательного усилителя ультракоротких импульсов использовать тонкий слэб прямоугольного сечения с коллинеарным прохождением излучения накачки и усиливаемого излучения. Были рассмотрены две геометрии АЭ: симметричный слэб с охлаждением с обеих больших сторон и использование новой геометрии АЭ, в которой вдоль единственной охлаждаемой стороны распространяется пучок эллиптического сечения. К преимуществам этой геометрии относится гораздо более высокая технологичность изготовления и монтажа к системе охлаждения. В работе рассматриваются тепловые эффекты в обеих геометриях АЭ и приведены экспериментальные результаты по усилению и измерению качества пучка в таких АЭ.

## Теоретическая модель

За счет неравномерного распределения температуры в слэбовом АЭ, в сечении кристалла изменяются его характеристики: сечения поглощения и люминесценции, показатель преломления и др. Это приводит к уменьшению коэффициента усиления и к возникновению тепловой линзы с довольно значительной оптической силой, что приводит к искажению формы пучка на выходе из квантрона. Для учета этих эффектов была разработана численная модель.

Расчет усиления проводился путем решения балансных уравнений [9]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial I_p}{\partial z} &= -\left(\sigma_{abc}(\lambda_p)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_p)N_{Up}\right)I_p \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} &= -\left(\sigma_{abc}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}\right)I_L \\ \frac{\partial N_{Up}}{\partial t} &= \frac{I_p}{h\nu_p}\left(\sigma_{abc}(\lambda_p)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_p)N_{Up}\right) + \\ &+ \frac{I_L}{h\nu_L}\left(\sigma_{abc}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}\right) - \frac{N_{Up}}{\tau} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где  $I_p$  и  $I_L$  – интенсивности излучения накачки и лазерного излучения в объеме АЭ,  $\lambda_p$  и  $\lambda_L$  – длины волн излучения накачки и лазерного излучения,  $\sigma_{abc}(\lambda)$  и  $\sigma_{em}(\lambda)$  – эффективные сечения поглощения и усиления на данной длине волны,  $N_{Yb}$  – объемная концентрация  $Yb^{3+}$  в АЭ,  $N_{Up}$  – населенность верхнего уровня,  $\nu_p$  – частота излучения накачки,  $\tau$  – время жизни. Ширина полосы излучения накачки и лазера считается бесконечно малой. Сечения поглощения и люминесценции входящие в уравнения (1) существенным образом зависят от температуры, поэтому даже при комнатной температуре, расчет происходящих тепловых процессов является необходимым компонентом расчета лазерных характеристик квантрона.

Для расчета тепловых процессов совместно с системой балансных уравнений решается уравнение теплопроводности, которое в общем виде выглядит как:

$$\frac{\partial(a(T) \cdot T)}{\partial t} - \nabla(k(T) \cdot \nabla T) = q(x, y, z, t), \quad (2)$$

где  $a$  – объемная теплоемкость,  $k$  – теплопроводность,  $q$  – объемная плотность тепловыделения. Общими параметрами системы балансных уравнений и уравнения теплопроводности являются тепловыделение, вычисляемое из балансных уравнений, и температура, от которой зависят параметры кристалла ( $\sigma_{em}$ ,  $\sigma_{abc}$ ), входящие в балансные уравнения.

Система балансных уравнений решалась последовательным применением метода Рунге-Кутты второго порядка по времени и пространственной координате, таким образом, была учтена зависимость от времени.

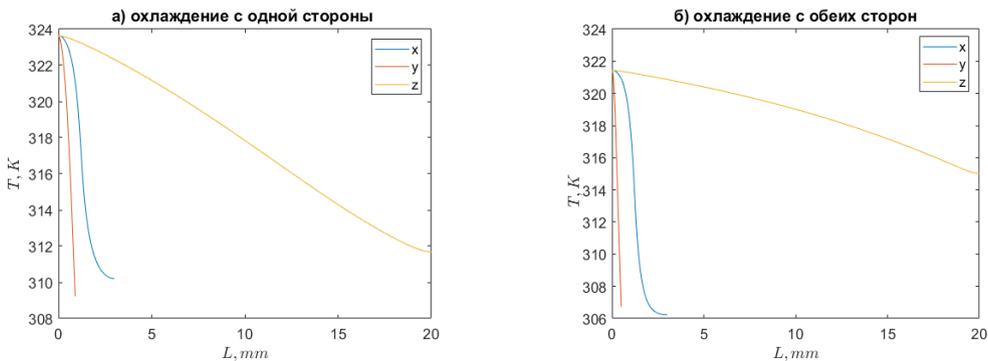


Рис. 1. Типичная зависимость температуры от расстояния от оси активного элемента. На рис. а – охлаждение с одной стороны б – охлаждение с обеих сторон

Для моделирования распределения температуры, усиления и величины  $M^2$  в квантроне при охлаждении с одной и двух сторон были взяты размеры предполагаемых АЭ  $1 \times 6 \times 20$  мм и  $4 \times 4 \times 20$  мм соответственно, при охлаждении с одной стороны радиатором служила пластина из карбида кремния (SiC) размерами  $2 \times 6 \times 20$  мм. Размер пучка накачки в модели был  $2,4 \times 0,4$  мм.

На рис. 1 приведены зависимости температуры от координаты для АЭ охлаждаемого с одной (рис. 1,а) и двух сторон (рис. 1,б) АЭ для мощности накачки 400 Вт. Температура в АЭ охлаждаемом с одной стороны зависит от расстояния от центра пучка до охлаждаемой поверхности и при максимально близком положении (1,3–1,5 радиуса пучка) слабо отличается от температуры АЭ охлаждаемого с обеих сторон. Градиенты температуры, дающие основной вклад в тепловую линзу также практически одинаковы.

На рис. 2 представлен расчет плотности энергии и выходной мощности усиленного сигнала в зависимости от ширины профиля излучения накачки и сигнала. Графики приведены для мощности усиливаемого сигнала 10 Вт (@1,5кГц) при доступной мощности накачки 400 Вт. Из представленных изображений видна нелинейная зависимость и наличие оптимума при заданных ограничениях выходной плотности мощности порогом пробоя покрытия кристалла

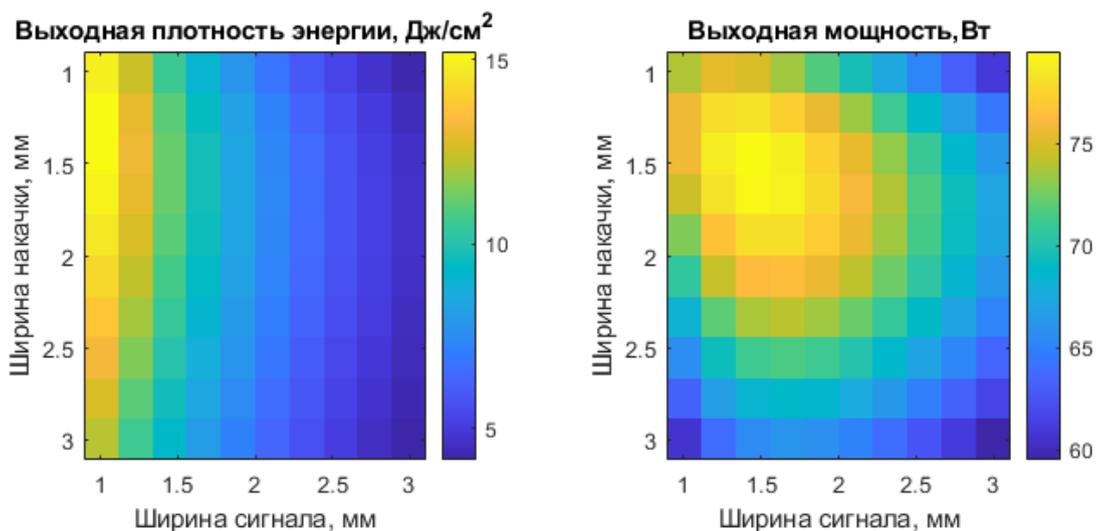


Рис. 2. Зависимости выходной плотности энергии и мощности усиленного излучения от ширины пучка излучения накачки и сигнала для 10 Вт мощности усиливаемого сигнала

### Экспериментальные измерения

С учетом моделирования были разработаны и созданы два квантрона на основе  $\text{Yb}(2\%):\text{YAG}$ . Первый из них основан на АЭ из пластины размерами  $1 \times 6 \times 20$  мм, зафиксированный между двумя охлаждаемыми медными радиаторами с помощью пластичного термокля. Второй образован пластиной размерами  $4 \times 4 \times 20$  мм, приклеенный УФ-отверждаемой смолой одной стороной к пластине из карбида кремния (SiC)  $2 \times 6 \times 20$  мм, которая, в свою очередь, припаяна к радиатору. При этом излучение проходит через  $\text{Yb}:\text{YAG}$  вдоль этой же стороны максимально близко к теплоотводу. Такая конструкция позволяет облегчить монтаж, обеспечивая при этом достаточное охлаждение и отсутствие напряжений при монтаже. Порог пробоя покрытия кристалла составляет  $\sim 8 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ .

Система накачки состояла из двух диодных модулей (960 нм) высокой яркости с волоконным выходом с диаметром сердцевины 130 мкм и асферическим коллиматором с фокусным расстоянием 30 мм. Излучение профилировалось до нужного размера пятна с помощью перестраиваемого цилиндрического телескопа ориентированного сагиттально и аксиальной цилиндрической линзы. Перетяжки в обеих плоскостях были совмещены. Пятно накачки на активном элементе имело размеры  $\sim 1,2 \times 0,4$  мм для охлаждения с одной стороны и  $2,4 \times 0,4$  мм для охлаждения с обеих сторон. Сигнал

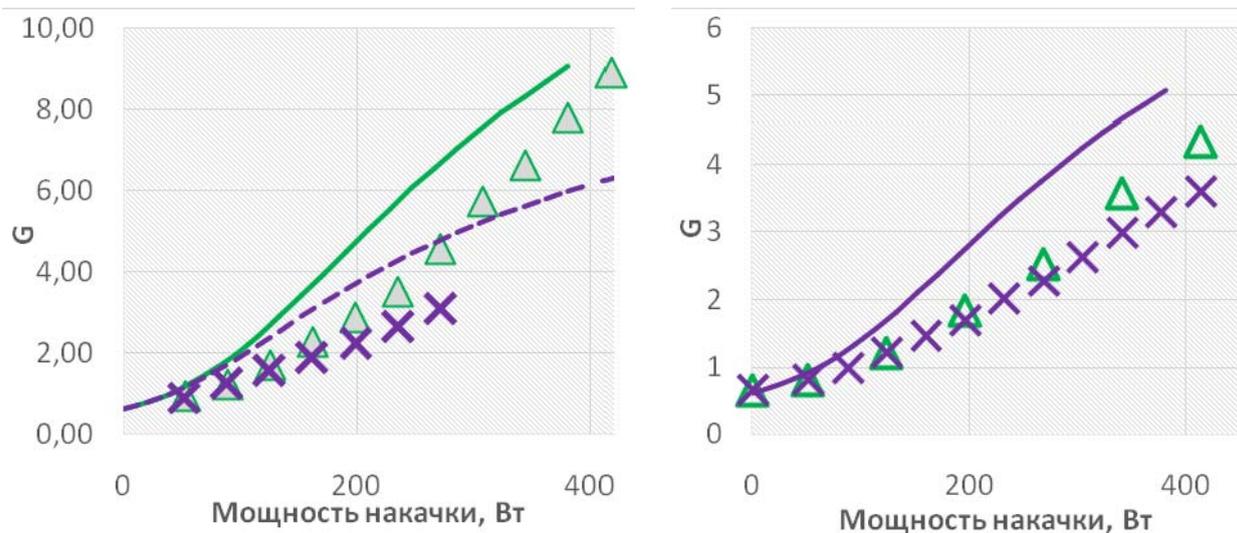
был представлен усиленным излучением волоконной фемтосекундной задающей системы, которое растягивается до наносекундной длительности, прореживается во времени до частоты  $\sim 1,5$  кГц и затем усиливается в твердотельном двухкаскадном усилителе основанном на тонком стержне Yb:YAG. Усиливаемое излучение имело максимальную энергию в импульсе 5 мДж (мощность 7,5 Вт), для измерения в режиме слабого сигнала оно поляризационным образом ослаблялось до мощности  $< 0,15$  Вт.

Усиление  $G$  измерялось за один проход АЭ методом пробного пучка при непрерывной накачке после установления в системе теплового стационарного состояния. Время выхода на стационар не превышало 30 с и определялось расходом и температурой охлаждающей воды. Измерялась мощность проходящего излучения при включенном усиливаемом излучении  $P_{amp}$ , мощность излучения накачки, попадающей на измеритель  $P_{pump}$ , при этом коэффициент усиления равнялся:

$$G = \frac{P_{amp} - P_{pump}}{P_{in}}, \quad (3)$$

где  $P_{in}$  – мощность усиливаемого излучения, измеренная перед квантроном. Результаты измерения зависимости коэффициента усиления  $G$  от мощности накачки представлены на рисунке 3.

Усиление в АЭ с охлаждением с одной стороны мало ( $< 20\%$ ) отличается от усиления в традиционных слэбовых АЭ согласно проведенным расчётам. При доступной мощности накачки  $\sim 400$  Вт максимальное усиление слабого сигнала достигало 9. Усиление сильного сигнала (5 мДж) достигло 3 при мощности излучения накачки 270 Вт. Выходная энергия была ограничена порогом пробоя диэлектрических покрытий на выходном торце элемента. В обоих случаях была достигнута энергия импульса более 15 мДж.



а – охлаждение с одной стороны

б – охлаждения с обеих сторон

Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления  $G$  от мощности накачки а – охлаждение с одной стороны, пучок  $1,2 \times 0,4$  мм; б – охлаждения с обеих сторон, пучок  $2,4 \times 0,4$  мм. На графике треугольниками обозначены измерения для малой мощности сигнала, сплошной линией соответствующий расчет, крестами измерения для максимально доступной мощности сигнального излучения (7,2 Вт и 6,4 Вт для «а» и «б» соответственно)

В слэбе с охлаждением с обеих сторон был измерен параметр  $M^2$  выходного излучения в зависимости от мощности накачки. Измерения проводились путем измерения зависимости диаметра пучка  $D_{4\sigma}$  от продольной координаты вблизи перетяжки измерительной линзы с фокусным расстоянием  $\sim 500$  мм и последующей аппроксимации полученных данных параболой. Усиливаемое излучение имело  $M^2 < 1,1$ . Типичная зависимость  $M^2$  по осям  $x$  и  $y$  от мощности накачки приведена на рис. 4. для мощности усиливаемого излучения 6,4 Вт.



Рис. 4. Зависимость  $M^2$  от мощности накачки охлаждения с обеих сторон, пучок  $2,4 \times 0,4$  мм. На графике треугольниками обозначены измерения по оси  $y$ , сплошной линией соответствующий расчет для мощности накачки 400 Вт, кругами обозначены измерения по оси  $x$ , пунктирной линией соответствующий расчет для мощности накачки 400 Вт

Качество усиленного пучка  $M^2 = 1,3-1,4$  по обеим осям, что является хорошим показателем. По оси  $x$  результат измерений хорошо согласуется с расчетом, по оси  $y$  незначительно хуже его. Наблюдается сильный астигматизм тепловой линзы, который также согласуется с расчетом.

### Заключение

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование композитных АЭ слэбовой геометрии с боковыми теплоотводами. Для этого элемента решены задачи распространения тепла и разработана математическая модель расчета тепловой линзы при различных мощностях излучения и произвольных размерах элемента.

Проведено измерение коэффициента усиления излучения фемтосекундной задающей системы, предварительно усиленной каскадом усилителей на тонких стержнях в режиме сильного и слабого сигнала. Получено усиление сигнала до энергии импульса 15 мДж, ограниченного порогом пробоя АЭ и доступной мощностью накачки, что превышает возможности усиления в элементах на основе тонких стержней. При этом сохраняется качество усиленного пучка, величина  $M^2 = 1,3-1,4$  по обеим осям. Однако, наблюдается сильно астигматичная тепловая линза.

Дальнейшее увеличение выходной энергии возможно за счёт полировки выходного торца АЭ под углом Брюстера, что позволит поднять порог пробоя в несколько раз; и увеличении ширины пучка при увеличении количества используемых модулей накачки, что позволит, уменьшить как плотность энергии на выходе, так и возникающую тепловую линзу. Согласно проведенным экспериментам и расчетам выходная энергия может быть повышена до уровня более 50 мДж при использовании трех модулей накачки с суммарной мощностью 600 Вт и одновременном использовании ширины пучка  $\sim 2$  мм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда No. 18-12-00416. <https://rscf.ru/en/project/18-12-00416>.

### Список литературы

1. Zhu C. et al. Inverse Compton scattering x-ray source from laser electron accelerator in pure nitrogen with 15 TW laser pulses // Plasma Phys. Control. Fusion. IOP Publishing, 2019. Vol. 61, № 2.
2. Bae Y. K. First demonstration of photonic laser thruster (PLT) // High-Power Laser Ablation VII. 2008. Vol. 7005, № May 2008. P. 700510.
3. H. Choi S., S. Pappa R. Assessment Study of Small Space Debris Removal by Laser Satellites // Recent Patents Sp. Technol. 2013. Vol. 2, № 2. P. 116–122.

4. Shen S., Jin X., Hao C. Cleaning space debris with a space-based laser system // Chinese J. Aeronaut. Chinese Society of Aeronautics and Astronautics, 2014. Vol. 27, № 4. P. 805–811.
5. Phipps C. R. et al. Removing orbital debris with lasers // Adv. Sp. Res. COSPAR, 2012. Vol. 49, № 9. P. 1283–1300.
6. Kuznetsov I., Mukhin O., Palashov and K.-I., Ueda, «Thin-rod Yb:YAG amplifiers for high average and peak power lasers,» Opt. Lett., vol. 43, no. 16, p. 3941, Aug. 2018.
7. Eggleston J., Kane T., Kuhn K., Unternahrer J., Byer R. The slab geometry laser – Part I: Theory // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. 20, № 3. P. 289–301.
8. Kane T., Eggleston J., Byer R. The slab geometry laser - Part II: Thermal effects in a finite slab // IEEE J. Quantum Electron. 1985. Vol. 21, № 8. P. 1195–1210.
9. Svelto O. Principles of lasers // Principles of Lasers. 2010. 1–620 p.