

## МАЛОГАБАРИТНЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И АКУСТООПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Д.А. Бондаренко<sup>1</sup>

В.Е. Карасик<sup>2</sup>

Л.Н. Магдич<sup>3</sup>

О.О. Погоньшев<sup>1</sup>

П.И. Садовский<sup>4</sup>

В.П. Семенков<sup>1</sup>

zavod@grpz.ru

karassik@bmstu.ru

magdich@inbox.ru

zavod@grpz.ru

spavi@rambler.ru

<sup>1</sup> АО «Государственный Рязанский приборный завод»,  
Рязань, Российская Федерация

<sup>2</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

<sup>3</sup> АО «НИИ «Полус» им. Н.М. Стельмаха», Москва, Российская Федерация

<sup>4</sup> Фрязинский филиал государственного бюджетного учреждения науки  
«Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова» РАН,  
Фрязино, Московская обл., Российская Федерация

---

### Аннотация

Представлена методика расчета импульсного лазерного излучателя на эрбиевом стекле, работающего в безопасном для глаз диапазоне длин волн (1540 нм), с акустическим затвором из кристаллического кварца. Показано, что при управляющей мощности 25 Вт, подводимой к акустическому затвору, может быть достигнута эффективность дифракции не менее 0,45, что является приемлемым значением для демпфирования колебаний в слабоусиливающей активной среде эрбиевого лазера. На основе системы скоростных уравнений активной среды построена модель эрбиевого лазера, позволяющая осуществлять оптимизацию выходных характеристик излучателя. Разработан и изготовлен экспериментальный макетный образец эрбиевого лазера с акустическим затвором, излучающий импульсы длительностью 16 нс с энергией 15 мДж и частотой повторения 2...5 Гц. Полученный результат может быть успешно использован для совершенствования тактико-технических характеристик импульсных лазерных дальномеров

### Ключевые слова

*Эрбиевый лазерный излучатель, методика расчета, акустический затвор, эффективность дифракции, лазерный дальномер*

Поступила в редакцию 07.02.2017  
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017

---

**Введение.** Импульсные лазеры на эрбиевом стекле, работающие в режиме модуляции добротности резонатора, получили широкое распространение в основном в качестве излучателей малогабаритных лазерных дальномеров. Устойчивый интерес к лазерным излучателям на эрбиевом стекле основан на ряде преимуществ данной активной среды.

Во-первых, длина волны генерируемого излучения (1540 нм) попадает в так называемый безопасный диапазон длин волн. Во-вторых, большое время жизни возбужденного состояния ионов  $\text{Er}^{3+}$  ( $\approx 8$  мс) позволяет использовать для накачки импульсы длительностью до 5 мс, что снижает требования к мощности диодных линеек накачки и допускает уменьшение их числа по сравнению с неодимсодержащими активными средами. Это заметно упрощает и удешевляет стоимость лазера. В-третьих, вследствие наличия у иттербий-эрбиевой активной среды широкой полосы поглощения (область практически постоянного коэффициента поглощения 930...960 нм) появляется возможность использования для накачки лазерных диодных линеек во всем рабочем диапазоне значений температуры ( $-40...+70$  °С) окружающей среды, не применяя к ним термостатирование.

К основным недостаткам лазеров на эрбиевом стекле, работающих в режиме излучения гигантского импульса, относят низкую энергетическую эффективность, как правило, не превышающую 1...2 % преобразования свет-свет, вследствие трехуровневой схемы генерации, малого сечения излучательного перехода и слабого усиления в активной среде. Низкая теплопроводность стекла в сочетании с высоким уровнем тепловыделения, вызванным большим стоксовым сдвигом между энергией кванта накачки ( $h\nu_{940} = 2,0926 \cdot 10^{-19}$  Дж) и кванта генерации ( $h\nu_{1535} = 1,295 \cdot 10^{-19}$  Дж), потеря части энергии возбуждения при его транспортировке от иона сенсibilизатора иттербия к генерирующему иону эрбия [1] ограничивает частоту повторения импульсов эрбиевых лазеров значениями 5...10 Гц. Увеличение частоты повторения импульсов сопровождается ухудшением качества лазерного пучка в результате наведенной тепловой линзы и при определенных значениях приводит к разрушению активного элемента ввиду возникающих в матрице элемента сильных температурных градиентов и, как следствие, критических механических напряжений.

В то же время частота измерений до нескольких герц вполне пригодна для лазерных дальномеров, а энергия импульса 8...12 мДж достаточна для измерения расстояния до объектов, удаленных на 15...20 км (при диаметре входного зрачка объектива приемного канала дальномера до 100 мм).

Важным элементом эрбиевого лазера на стекле, во многом определяющим его свойства, является модулятор добротности резонатора, причем преимущественное распространение в лазерах на эрбиевом стекле получили схемы активной модуляции добротности резонатора с НПВО-затворами [2]. Указанные затворы обладают достаточно низкими световыми потерями (2 %), что особенно важно при работе в слабо усиливающей среде, и могут также модулировать неполяризованное излучение [3]. Однако низкое быстродействие НПВО-затвора [4], препятствует получению импульсов менее 30 нс, а медленное выключение добротности может приводить к появлению дополнительного импульса, воспринимаемого каналом регистрации как отраженного от цели. Использование нанесенных на активный элемент щелевых диафрагм, обеспечивающих более равномерное возбуждение активной области и устранение дополнительного импульса, было предложено в работе [5]. Высокие управляющие

напряжения, плохая работа в условиях вибрационных нагрузок и сложность конструкции ограничивают их применение.

В последние годы большой интерес у разработчиков эрбиевых лазеров вызывает возможность применения пассивного затвора из магниево-алюминиевой шпинели  $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  [6] или анизотропных кристаллов  $\text{Co}^{2+}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$  [7]. Пассивный затвор позволяет существенно упростить конструкцию лазера и уменьшить длину резонатора, что дает возможность получать более короткие импульсы. Однако лазер с пассивным затвором подобен пространственному динамическому фильтру, что в сочетании с низким коэффициентом усиления эрбиевой активной среды приводит к сильной дискриминации мод, при которой даже незначительная разъюстировка резонатора, нестабильность накачки или температуры ведут к появлению мод более высокого порядка, а соответственно и к нестабильности параметров излучаемого импульса. В связи с этим все приборы с пассивными затворами проектируются в расчете на работу в одномодовом режиме. Предельными характеристиками для таких излучателей можно полагать энергию импульса 3...4 мДж при длительности 6...10 нс.

Акустооптические модуляторы добротности получили широкое распространение в лазерах на алюмоиттриевом гранате с длиной волны 1064 нм. Высокая лучевая прочность кристаллического кварца (основного материала для акустооптического затвора (АОЗ)), низкие потери излучения, не превосходящие, как правило, 0,5 %, малые управляющие напряжения, быстрое включение и выключение потерь ( $\approx 100$  нс) и малые габариты позволяют рассматривать их в качестве перспективных устройств и для лазеров, работающих в безопасном диапазоне длин волн.

Наиболее характерный пример использования АОЗ в эрбиевом лазере продемонстрировала компания *Kigre* [8], выпустив на рынок малогабаритный эрбиевый лазер с уникальными в своем классе характеристиками: энергия импульса 7 мДж при диаметре пучка 0,8 мм, расходимость 4,2 мрад, длительность импульса 6 нс и частота повторения импульсов до 30 Гц, размеры  $127 \times 56 \times 36$  мм<sup>3</sup>. Получение подобных параметров во многом стало возможным в результате использования АОЗ.

В связи с этим целесообразно исследовать возможность создания отечественного лазерного излучателя на эрбиевом стекле с акустооптической модуляцией добротности. Насколько известно авторам настоящей работы, такие лазерные излучатели в России еще не созданы, хотя потребность в них велика.

Сложность решения этой задачи состоит в том, что до настоящего времени отсутствуют четко структурированные методы расчета и проектирования подобных устройств, а также недостаточно развита элементная база для их практической реализации.

**Постановка задачи.** *Цель работы* — разработка методики расчета лазерного излучателя на эрбиевом стекле с акустооптической модуляцией добротности, работающего на длине волны 1540 нм, с энергией импульса 10...15 мДж и длительностью импульса 15...20 нс для использования их в дальномерах с измеряемой дальностью до 20 км и более. Основными задачами, решаемыми в работе, будут

построение математической модели и выбор рациональных параметров эрбиевого лазера и АОЗ, реализующие указанные целевые характеристики излучателя, а также их экспериментальное подтверждение, выполненное на макете лазера.

**Расчет акустооптического затвора.** Принцип действия АОЗ, используемого для демпфирования добротности лазерного резонатора, показан на рис. 1. При приложении высокочастотного синусоидального сигнала  $f_0$  к АОЗ, помещенному внутрь лазерного резонатора с глухим ( $Z_1$ ) и полупрозрачным ( $Z_2$ ) зеркалами, через которые осуществляется вывод излучения, под действием накачки в активной среде начинает увеличиваться инверсная населенность и накапливаться энергия, поскольку падающий пучок от зеркала  $Z_1$  дифрагирует на акустической волне, наведенной в кристалле затвора, что не дает развиваться усилению, и на выходе резонатора излучение отсутствует. Если в некоторый момент времени прекратить подачу управляющего сигнала, то затвор «просветляется»: запускается процесс усиления, и на выходе полупрозрачного зеркала  $Z_2$  формируется гигантский импульс вследствие энергии, запасенной ранее в активной среде.

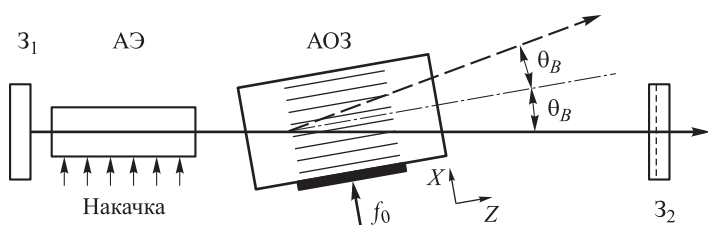


Рис. 1. Схема резонатора с АОЗ:

АЭ — активный элемент

Для нормальной работы АОЗ необходимо выполнить условие

$$k_a (1 - \eta_d) \leq 1, \quad (1)$$

отражающее тот факт, что относительный коэффициент усиления лазерной (активной) среды  $k_a$  должен быть меньше потерь, обусловленных эффективностью дифракции  $\eta_d$ . В противном случае усиление будет развиваться даже при включенном сигнале на АОЗ, что приводит к снятию инверсии на этапе накопления энергии и резком уменьшении мощности гигантского импульса на выходе резонатора при выключении управляющего сигнала на АОЗ. Выполнение условия (1) не представляет серьезных трудностей, даже при небольших значениях эффективности дифракции  $\eta_d$ , поскольку усиление активной среды эрбиевых лазеров достаточно низкое и редко превышает 1,3...1,5 на двойном проходе резонатора.

Кроме условия (1), необходимо выполнение и пространственного условия

$$\theta_B \geq \gamma_0, \quad (2)$$

обеспечивающего вывод дифрагированного излучения за пределы угловой пространственной моды резонатора. В условии (2)  $\theta_B$  — угол Брэгга;  $\gamma_0$  — половинный угол расходимости лазера.

При изотропной дифракции угол Брэгга определяется по соотношению

$$\theta_B = \frac{\lambda \cdot f_0}{2 \cdot v_{зв}},$$

где  $\lambda$  — длина волны в вакууме;  $v_{зв}$  — скорость звука. Для кристаллического кварца с ориентацией  $\langle 100 \rangle$ , когда возбуждение звука происходит вдоль оси  $X$  кристалла, а направление падающего пучка выбрано вдоль оптической оси  $Z$ , скорость звука  $v_{зв} = 5750 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ . В этом случае значение угла Брэгга равно  $\theta_B = 10,7$  мрад (при длине волны звука  $\Lambda = 71,875 \text{ мкм}$  и частоте управляющего сигнала  $f_0 = 80 \text{ МГц}$ ), что вполне достаточно для выведения пучка за пределы модового объема резонатора при типичных значениях  $\gamma_0 = 2 \dots 5$  мрад. Эффективность дифракции  $\eta_\theta$  может быть рассчитана по формуле [9]

$$\eta_\theta = \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2}{2} P_{ак} \frac{L}{H}} \right), \quad (3)$$

где  $M_2$  — коэффициент акустооптического качества;  $P_{ак}$  — акустическая мощность;  $L$ ,  $H$  — длина пьезопреобразователя вдоль оси и его высота.

При определении коэффициента  $M_2$  следует учесть, что естественное вращение плоскости поляризации излучения оптически активным кристаллическим кварцем при неполяризованном излучении эрбиевого лазера обеспечивает независимость эффективности дифракции от состояния поляризации излучения. Минимальная длина кристалла, на которой обеспечивается поворот плоскости поляризации на  $90^\circ$ , составляет около 20 мм, что является разумным компромиссом между требуемой эффективностью дифракции и увеличением длины резонатора, пропорционально которой возрастает длительность импульса выходного излучения и соответственно падает пиковая мощность.

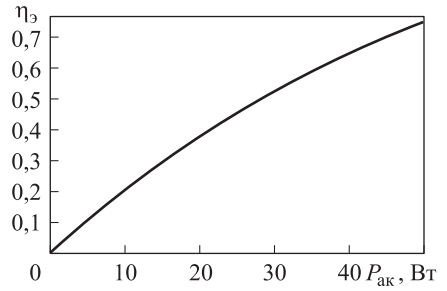
В связи с этим предлагается вычислять коэффициент  $M_2$  по модифицированной формуле

$$M_2 = \frac{n_0^6}{2 \rho_a v_{зв}^3} (p_{11}^2 + p_{12}^2), \quad (4)$$

где  $\rho_a$  — объемная плотность материала;  $p_{11}^2$ ,  $p_{12}^2$  — фотоупругие константы. При значениях констант  $p_{11} = 0,128$  и  $p_{12} = 0,25$  коэффициент равен  $M_2 = 1,05 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ . Таким образом, учет естественного вращения плоскости поляризации в кристаллическом кварце, выполненный в работе [4], позволяет уточнить значение  $M_2$  и акустической мощности при описанных выше условиях.

Зависимость эффективности дифракции от акустической мощности, полученная на основе (3), приведена на рис. 2.

**Методика расчета основных параметров лазера на эрбиевом стекле.** Особенность иттербий-эрбиевой активной среды состоит в том, что поглощение накачки в ней происходит на переходе  ${}^2F_{7/2} - {}^2F_{5/2}$  иона  $Yb^{3+}$ , от которого энергия возбуждения передается на уровень  ${}^4I_{11/2}$  иона  $Er^{3+}$ . Передача энергии возбуждения сопровождается кооперативными процессами, приводящими к заселению уровней иона эрбия, расположенных выше уровня  ${}^4I_{11/2}$ . Подробно вклад каждого процесса в зависимости от уровня возбуждения рассмотрен в работе [1]. На основании результатов указанной работы, можно полагать, что при уровнях возбуждения до  $n_{Er} = (0,75...0,8)N_{Er}$ , характерных для работы в режиме модуляции добротности, при анализе достаточно ограничиться упрощенной численной моделью  $Yb:Er:glass$ -лазера в виде системы дифференциальных уравнений [10] при условии, что резонатор под действием сигнала на АОЗ заперт и плотность потока фотонов внутри равна нулю:



**Рис. 2.** Зависимость эффективности дифракции от акустической мощности

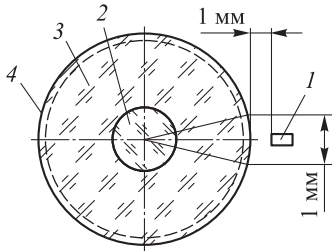
$$\frac{\partial n_{Yb}}{\partial t} = \frac{P_{abs}}{h\nu_p} - \frac{n_{Yb}}{\tau_{Yb}} - \alpha n_{Yb} (N_{Er} - n_{Er});$$

$$\frac{\partial n_{Er}}{\partial t} = \alpha n_{Yb} (N_{Er} - n_{Er}) - \frac{n_{Er}}{\tau_{Er}},$$

где  $n_{Yb}$ ,  $n_{Er}$  — временные зависимости плотности инверсной населенности уровней  ${}^2F_{5/2}$   $Yb^{3+}$  и  ${}^4I_{13/2}$   $Er^{3+}$ ;  $\tau_{Yb} = 1$  мс,  $\tau_{Er} = 8$  мс — время спонтанной эмиссии атомов иттербия и эрбия;  $P_{abs}$  — объемная плотность поглощенной мощности накачки;  $h\nu_p$  — энергия фотона накачки;  $N_{Er}$  — концентрация атомов эрбия;  $\alpha = 3,7 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> — параметр передачи возбуждения между уровнями  $Yb^{3+}$  ( ${}^2F_{5/2}$ ) и  $Er^{3+}$  ( ${}^4I_{13/2}$ ). Объемную плотность поглощенной мощности накачки находят по формуле  $P_{abs} = \frac{\eta_p P_p}{V_{AЭ}}$ ,  $\eta_p$  — эффективность накачки;  $P_p$  — мощность накачки;  $V_{AЭ}$  — объем активного элемента (АЭ);  $N_{Er} = 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Для накачки эрбий-иттербиевых лазеров широко используют лазерные диодные линейки мощностью 70...300 Вт в квазинепрерывном режиме работы с длиной волны 940...970 нм, в связи с чем большое распространение получили поперечные схемы накачки активного элемента, когда диодные линейки распо-

лагаются вдоль оптической оси АЭ. При этом для отвода теплоты от активной среды, элемент устанавливается в кварцевую или сапфировую трубку, через боковую стенку которой осуществляется подвод излучения накачки.



**Рис. 3.** Схема накачки квантрона:

- 1 — лазерная диодная линейка;
- 2 — АЭ; 3 — сапфировая трубка;
- 4 — отражающее покрытие

**Оптимизация системы накачки.** Для расчета эффективности системы накачки и конфигурации квантрона лазера (рис. 3) было разработано специальное программное обеспечение, которое позволяло моделировать процесс генерации и поглощения излучения накачки при прохождении пучка через АЭ и отражения от диффузного покрытия квантрона, а затем вычислить эффективность накачки  $\eta_p$  как долю поглощенной в АЭ мощности:

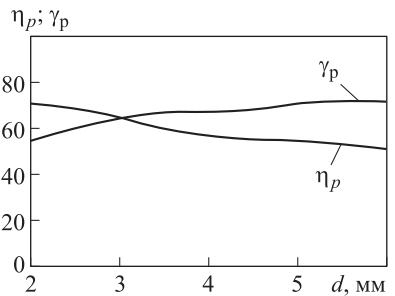
$$\eta_p = \sum_{i=1}^N [1 - \exp(-\mu l_i^m)] \rho^m, \quad (6)$$

где  $N$  — общее число трассируемых лучей;  $i$  — номер текущего луча;  $\mu$  — коэффициент поглощения;  $l_i$  — длина хода луча в АЭ на данном проходе;  $\rho$  — коэффициент диффузного отражения квантрона;  $m$  — номер прохода;

$$\frac{\partial n_{Er}}{\partial t} = \alpha n_{Yb} (N_{Er} - n_{Er}) - \frac{n_{Er}}{\tau_{Er}}.$$

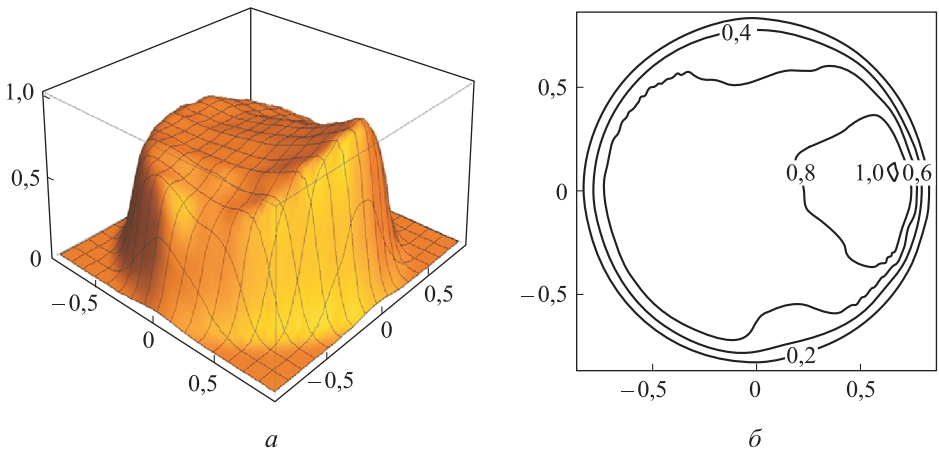
Оптимизация системы накачки заключалась в определении внешнего диаметра  $d$  сапфировой трубки с нанесенным диффузным покрытием при заданном диаметре АЭ. В качестве оптимизационных критериев были выбраны эффективность  $\eta_p$  и степень равномерности в распределении поглощенного излучения по АЭ  $\gamma_p$ , равная отношению средней плотности поглощенной мощности по сечению АЭ к максимальной плотности поглощенной мощности.

Результаты моделирования системы накачки с использованием формулы (6) при коэффициенте поглощения  $\mu = 3,6 \text{ см}^{-1}$  на длине волны 940 нм и типичном диаметре АЭ 1,6 мм показаны на рис. 4. На основе полученной зависимости в качестве оптимального значения диаметра трубки был принят размер 3,3 мм, при котором реализуется наиболее эффективное соотношение между поглощенной мощностью и степенью равномерности.



**Рис. 4.** Зависимости эффективности  $\eta_p$  и степени равномерности  $\gamma_p$  от внешнего диаметра сапфировой трубки

Для оптимизированной конфигурации квантрона на рис. 5 представлены распределение поглощенной мощности накачки по сечению АЭ и соответствующая ему карта уровней инверсии ионов эрбия.



**Рис. 5.** Относительное распределение поглощенной мощности накачки по сечению АЭ (а) и соответствующая ему карта уровней инверсии ионов эрбия (б)

В соответствии с отмеченными выше особенностями была разработана методика расчета эрбиевого излучателя, алгоритм которой представлен на рис. 6. Методика предполагает два основных этапа: 1) расчет выходной энергии в режиме свободной генерации излучения на основе накопленной в резонаторе энергии; 2) расчет параметров гигантского импульса (энергии и длительности) в режиме демпфирования добротности резонатора.

В случае двухзеркального резонатора, одно из зеркал которого «глухое», а другое — имеет коэффициент отражения  $\rho$ , пороговый коэффициент усиления равен

$$g_{th} = \frac{1}{2L_a} (2\alpha_a L_a - \ln \rho_2), \tag{7}$$

где  $\alpha_a$  — пассивные потери в резонаторе;  $L_a$  — длина активной среды.

Для определения пороговых характеристик генерации лазера в зависимости от коэффициента отражения выходного зеркала  $\rho_2$  на основе (5) определялась пороговая мощность накачки  $P_{th}$ , значение которой соответствовало выполнению условия равенства пороговой ( $n_{th}$ ) и максимальной ( $n_{Er}$ ) плотностям инверсной населенности, вычисленных на основе (7) и (5), при длительности импульса накачки 5 мс и длине активной среды  $L_a = 24$  мм. Зависимость пороговой мощности накачки от коэффициента отражения выходного зеркала  $\rho_2$  показана на рис. 7, а.

Результаты решения системы (5) для максимальной мощности накачки  $P_{max} = 130$  Вт, достижимой в эксперименте, где использовались две лазерные диодные линейки АТС-Q70, приведены на рис. 7, б.

Максимальная плотность инверсной населенности рабочего уровня  $n_0$ , как следует из решения, равна  $n_0 = n_{Er} = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент усиления  $g_0$  для трехуровневой эрбиевой среды находится как



$$g_0 = n_{Er}\sigma - (N_{Er} - n_{Er})\sigma = (2n_{Er} - N_{Er})\sigma; \quad g_0 = 0,16 \text{ см}^{-1},$$

где  $\sigma = 0,8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  — сечение стимулированного лазерного перехода.

Полученное значение позволяет определить относительный коэффициент усиления активной среды на одном проходе резонатора  $k_a = (1 + g_0 L_a) = 1,38$ . Таким образом, в соответствии с условием (1) эффективность дифракции АОЗ должна составлять  $\eta_a \geq 0,38$ .

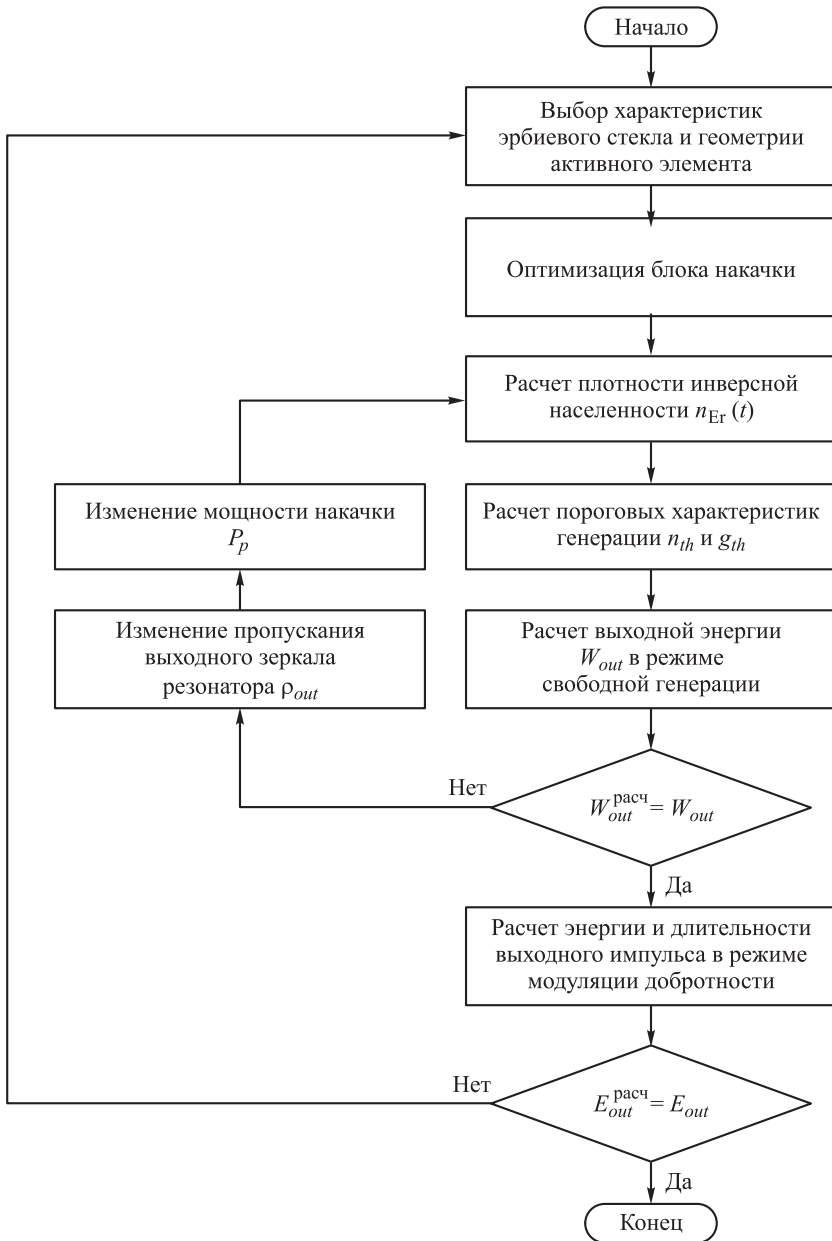
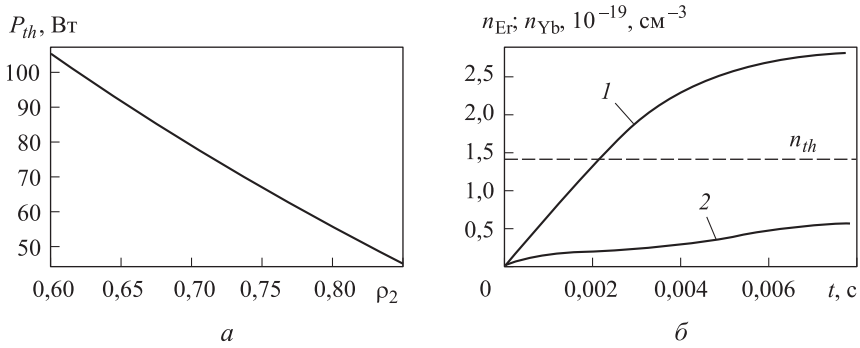


Рис. 6. Блок-схема алгоритма методики расчета эрбиевого лазерного излучателя



**Рис. 7.** Зависимости пороговой мощности накачки  $P_{th}$  от коэффициента отражения выходного зеркала  $\rho_2$  (а) и плотностей инверсной населенности  $n_{th}$  (1) и  $n_{Er}$  (2) от времени  $t$  при  $P_{max} = 130 \text{ Вт}$  (б)

Согласно предложенной методике, рассмотрим работу лазера в режиме модуляции добротности, на котором определяются параметры выходного импульса — энергия, длительность и пиковая мощность. Последний параметр непосредственно используют при расчете максимальной дальности лазерных дальномеров.

**Расчет характеристик лазера в режиме модулированной добротности.**

Особенностью эрбиевого лазера, работающего с небольшим превышением над порогом генерации, в режиме модуляции добротности является невозможность полного снятия запасенной энергии (в отличие от активных сред с высоким усилением) в том случае, когда начальная (максимальная) плотность инверсной заселенности после излучения гигантского импульса не падает до минимума, а остается на заметном конечном уровне тем большим, чем меньшим было начальное превышение инверсии над порогом. Данный эффект описывается выражением [11]

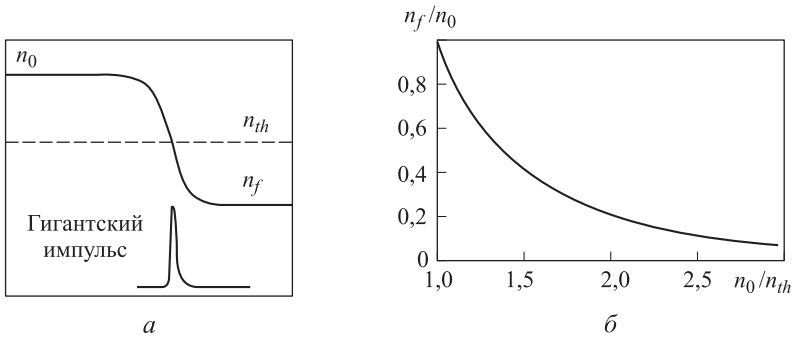
$$\frac{n_0 - n_f}{n_{th}} = \ln \frac{n_f}{n_0}, \tag{8}$$

где  $n_f$  — остаточный уровень инверсной населенности после генерации гигантского импульса. Динамика этого процесса показана на рис. 8, а, графическая зависимость для (8), из которой следует, что при малых превышениях начальной инверсии над порогом наблюдается значительное возрастание остаточной инверсии, уменьшающее энергию выходного импульса, представлена на рис. 8, б.

С учетом (8) энергия импульса на выходе резонатора в режиме модуляции добротности определяется по выражению

$$E_{out} = A \frac{h\nu}{\sigma_0} \frac{\ln \rho_2}{2} \ln \frac{n_0}{n_f}, \tag{9}$$

где  $A$  — площадь моды в резонаторе.



**Рис. 8.** Динамика процесса после гигантского импульса (а) и зависимость остаточной инверсии от начального превышения над порогом генерации (б)

Пиковую мощность импульса можно определить из соотношения

$$P_{peak} = A \frac{h c^2}{\lambda_0} \frac{L_a}{L_{res}} \frac{\ln \rho_2}{2} n_{th} \left[ \frac{n_0}{n_{th}} - \ln \frac{n_0}{n_{th}} - 1 \right], \quad (10)$$

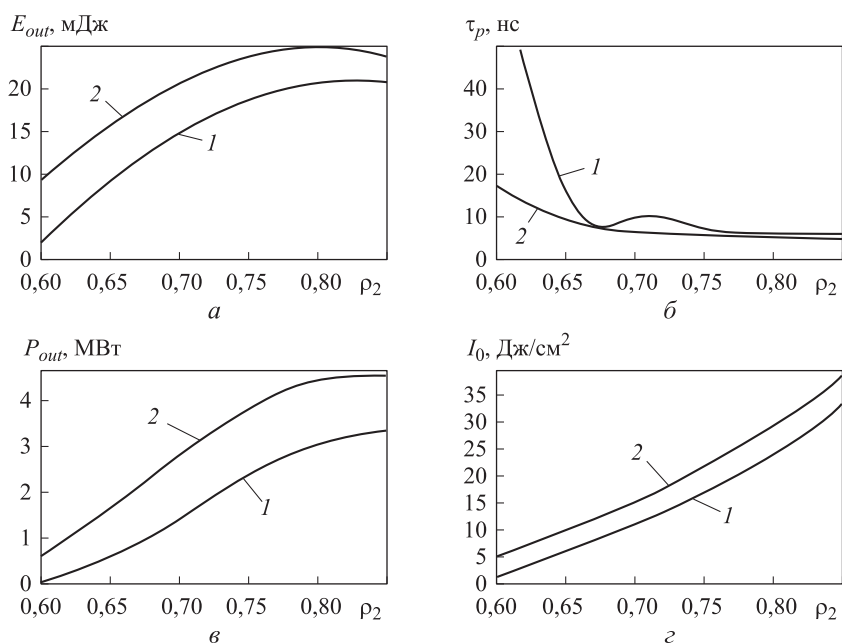
а длительность гигантского импульса  $\tau_p$  с учетом (9) и (10) — из соотношения

$$\tau_p = \frac{E_{out}}{P_{peak}} = \frac{1}{\sigma_0 c} \frac{L_{res}}{L_a} \frac{\ln \frac{n_i}{n_f}}{n_{th} \left[ \frac{n_0}{n_{th}} - \ln \frac{n_0}{n_{th}} - 1 \right]}. \quad (11)$$

Результаты моделирования параметров выходного импульса для двух значений мощности накачки, вычисленные на основе (9)–(11), показаны на рис. 9.

В соответствии с выполненными расчетами, особенность работы эрбиевого лазера вблизи порогового значения усиления состоит в том, что область приемлемых параметров импульса находится в достаточно узких пределах значений пропускания выходного зеркала (0,65...0,70). Ограничение снизу обусловлено быстрым нарастанием длительности импульса и спадом энергии вследствие снижения усиления в активной среде и приближения усиления к пороговому значению. В то же время, увеличение коэффициента отражения зеркала быстро приводит к увеличению внутррезонаторной плотности энергии (рис. 9, з), т. е. ограничению сверху внутррезонаторных потерь, вплоть до предельно допустимых значений 10...15 Дж/см<sup>2</sup>. Тем не менее в диапазоне значений коэффициентов отражения зеркала 0,65...0,70 могут быть получены допустимые пиковые мощности импульса 0,5...2,5 МВт, обеспечивающие измерение расстояний до дальностей 15...20 км.

Отметим, что реальная длительность импульса может быть больше в 1,5–2 раза, поскольку приближение (11) подразумевает прямоугольную форму импульса и не учитывает другие факторы. Однако в целом представленная модель удовлетворительно предсказывает выходные параметры эрбиевого лазера и может служить хорошим ориентиром при проектировании эрбиевых излучателей.



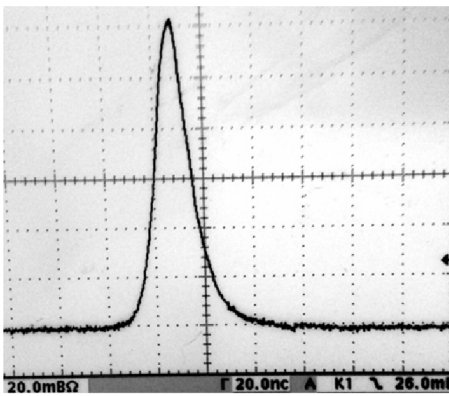
**Рис. 9.** Зависимости энергии (а), длительности (б), мгновенной мощности (в) и плотности энергии (г) импульса на выходе резонатора от коэффициента отражения выходного зеркала  $\rho_2$  при значениях мощности накачки 110 (1) и 130 (2) Вт

**Результаты экспериментального исследования макетного образца эрбиевого излучателя.** В соответствии с предложенной методикой был разработан и изготовлен макетный образец эрбиевого лазерного излучателя, на котором была получена энергия импульса 15 мДж при длительности 16 нс с частотой повторения 2 Гц. Диаметр и длина АЭ из эрбиевого стекла, используемого в макете, составили 1,6 и 24 мм соответственно. Накачка АЭ осуществлялась с помощью двух установленных в ряд диодных линеек, работающих на длине волны 940 нм при суммарной мощности накачки 130 Вт. Длительность импульса накачки равна 5 мс. Для формирования управляющего высокочастотного сигнала был разработан специальный драйвер, обеспечивающий мощность сигнала до 25 Вт, подводимого к пьезопреобразователю АОЗ, что, как показал расчет по формуле (3), достаточно для получения эффективности дифракции не менее 0,45. Зарегистрированная в этом случае форма импульса представлена на рис. 10, а.

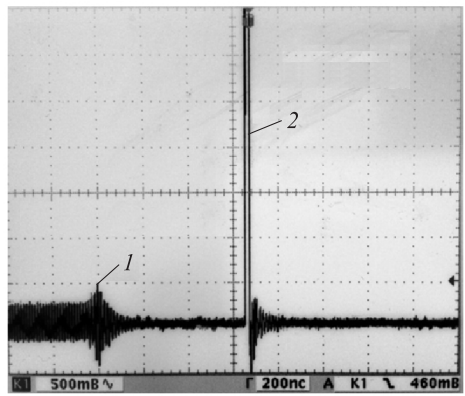
В экспериментах наблюдался маломодовый режим генерации с расходимостью пучка 2...6 мрад при диаметре модового объема около 1 мм на частотах повторения импульсов 1...5 Гц. При этом «глухое» зеркало было плоским, а выходное — имело радиус кривизны 500 мм для стабилизации тепловой линзы, наведенной в активном элементе, негативное влияние которой на качество пучка особенно проявлялось при частоте повторения импульсов 5 Гц.

Несомненным преимуществом разработанного лазерного излучателя с АОЗ, в отличие от лазеров с пассивной модуляцией добротности или механическими затворами, является более точная (10...20 нс) стабильность момента возникно-

вения импульса относительно момента снятия высокочастотного управляющего сигнала с АОЗ вследствие линейного этапа развития гигантского импульса. Момент снятия высокочастотного сигнала с затвора и момент формирования оптического импульса показан на рис. 10, б. Задержка гигантского импульса от момента снятия управляющего сигнала с АОЗ находилась в пределах 10...20 нс. Такое значение задержки приводит к погрешности измерения дальности  $\pm 1,5$  м, что является достаточным для многих приложений и позволяет отказаться от стартового фотоприемного устройства, упростив тем самым конструкцию дальномера.



а



б

**Рис. 10.** Форма гигантского импульса при частоте следования 2 Гц (а), развитие гигантского импульса после снятия управляющего сигнала с затвора (б):

1 — момент снятия высокочастотного сигнала с акустооптического модулятора;

2 — гигантский импульс

Внешний вид макетного образца эрбиевого лазерного излучателя в герметичном корпусе с габаритными размерами  $62 \times 56 \times 25$  мм<sup>2</sup> показан на рис. 11.



**Рис. 11.** Внешний вид макетного образца эрбиевого лазерного излучателя в герметичном исполнении

**Заключение.** Представлена методика расчета и выбор рациональных параметров импульсного лазерного излучателя на эрбиевом стекле, работающего в безопасном для глаз диапазоне длин волн (1540 нм), с акустооптическим моду-

лятором добротности резонатора на основе кристаллического кварца. Показано, что при управляющей мощности 25 Вт, подводимой к акустооптическому преобразователю, может быть достигнута эффективность дифракции не менее 0,45, что является приемлемым значением для демпфирования колебаний в лазере на эрбиевом стекле, обладающим относительно небольшим усилением, и позволяет получать на выходе резонатора короткие импульсы с высокой пиковой мощностью.

На экспериментальном образце эрбиевого лазера с АОЗ в режиме модуляции добротности получена энергия импульса 15 мДж с длительностью гигантского импульса 16 нс при энергии накачки 650 мДж с частотой повторения импульсов 2...5 Гц. Полученные результаты могут быть успешно использованы при проектировании импульсных лазерных дальномеров с безопасной длиной волны для совершенствования их тактико-технических характеристик.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И. Тепловыделение в эрбиевом активном элементе при ламповой накачке // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 10. С. 14–23.
2. Батов Ю.Н., Губин А.Б., Пирожков Ю.Б., Шаниро Л.Л. Тепловой баланс в массогабаритных импульсных лазерах на эрбиевых стеклах с диодной накачкой // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 9. С. 5–10.
3. Миниатюрные диодно-накачиваемые лазеры на иттербий-эрбиевых стеклах с модуляцией добротности оптическими затворами на нарушенном полном внутреннем отражении / С.В. Гагарский, Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, А.А. Корчагин, В.В. Осико, К.В. Приходько, С.Е. Сверчков // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 1. С. 10–12.
4. Bufetova G.A., Nikolaev D.A., Seregin V.F., Shcherbakov I.A. Long pulse lasing with Q-switching by FTIR shutter // Physics of Solid State Lasers. 1999. Vol. 9. No. 1. P. 314–318.
5. Эрбиевые активные элементы со щелевой диафрагмой / Л.О. Бышевская-Конопко, А.Б. Губин, А.А. Изынеев, Ю.Б. Пирожков, П.И. Садовский // Оптический журнал. 2014. Т. 81. № 4. С. 21–25.
6. Шачкин Л.В. Yb, Er-лазер на фосфатном стекле с пассивной модуляцией добротности резонатора // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 2. С. 106–110.
7. Излучатель на эрбиевом стекле с поперечной полупроводниковой накачкой и пассивной модуляцией добротности / В.Н. Быков, А.А. Изынеев, А.Г. Садовой, П.И. Садовский, О.А. Сорокина // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 3. С. 209–110.
8. АО-1010 // kigre: веб-сайт компании.  
URL: [http://www.kigre.com/products/ao1010\\_datasheet.pdf](http://www.kigre.com/products/ao1010_datasheet.pdf) (дата обращения: 15.01.2017).
9. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применения. М.: Советское радио, 1978. 112 с.
10. High efficiency diode-pumped Q-switch Yb:Er:Glass lasers / V. Boutchenkov, I. Kuchma, A. Levoshkin, A. Mak, A. Petrov, G. Holleman // Optics Communications. 2000. Vol. 177. No. 1-6. P. 383–388. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00608-8  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401800006088>

11. *Hodgson N., Weber H.* Optical resonators: Fundamentals, advanced concepts, application. Springer, 2005. 794 p.

**Бондаренко Дмитрий Анатольевич** — канд. техн. наук, начальник лаборатории АО «Государственный Рязанский приборный завод» (Российская Федерация, 390000, Рязань, ул. Семинарская, д. 32).

**Карасик Валерий Ефимович** — д-р техн. наук, профессор кафедры «Лазерные и оптико-электронные системы» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Магдич Леонид Николаевич** — д-р техн. наук, начальник лаборатории АО «НИИ «Полюс» им. Н.М. Стельмаха» (Российская Федерация, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1).

**Погоньшев Олег Олегович** — инженер-конструктор АО «Государственный Рязанский приборный завод» (Российская Федерация, 390000, Рязань, ул. Семинарская, д. 32).

**Садовский Павел Иванович** — канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник Фрязинского филиала государственного бюджетного учреждения науки «Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова» РАН (Российская Федерация, 141190, Московская обл., пр-т Введенского, д. 1).

**Семенов Виктор Прович** (1948–2016) — канд. техн. наук, работал главным конструктором АО «Государственный Рязанский приборный завод» (Российская Федерация, 390000, Рязань, ул. Семинарская, д. 32).

**Пробьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Бондаренко Д.А., Карасик В.Е., Магдич Л.Н., Погоньшев О.О., Садовский П.И., Семенов В.П. Малогабаритный эрбиевый лазерный излучатель с диодной накачкой и акусто-оптической модуляцией добротности // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. № 5. С. 14–30. DOI: 10.18698/0236-3933-2017-5-14-30

**COMPACT ERBIUM-GLASS DIODE PUMPING LASER EMITTER WITH ACOUSTO-OPTIC Q-SWITCHING**

D.A. Bondarenko<sup>1</sup>

V.E. Karasik<sup>2</sup>

L.N. Magdich<sup>3</sup>

O.O. Pogonyshv<sup>1</sup>

P.I. Sadovskiy<sup>4</sup>

V.P. Semenov<sup>1</sup>

zavod@grpz.ru

karassik@bmstu.ru

magdich@inbox.ru

zavod@grpz.ru

spavi@rambler.ru

<sup>1</sup> Ryazan State Instrument Plant, Ryazan, Russian Federation

<sup>2</sup> Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup> Stelmakh Scientific Research Institute Polyus, Moscow, Russian Federation

<sup>4</sup> Kotel'nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, Moscow Region, Russian Federation

## Abstract

The work focuses on the design method of erbium-glass pulse laser emitter, working in eye-safe wavelength range (1540 nm), with an acousto-optic crystal quartz shutter. The study shows that if the driving power supplied to the acousto-optic shutter is 25 W, diffraction efficiency can reach no less than 0.45 that can be considered as acceptable value for vibration damping in low gain active medium of erbium-glass laser. We used the system of active medium rate equations to create an erbium-glass laser model that can make optimization of laser emitter output characteristics. Within our research we designed and created an experimental model sample of erbium-glass acousto-optic shuttered laser, emitting pulses with duration 16 ns, energy 15 mJ and frequency 2...5 Hz. Findings of the research can be successfully used for perfection of pulse laser rangefinder characteristics

## Keywords

*Erbium-glass laser emitter, design method, acousto-optic shutter, diffraction efficiency, laser rangefinder*

Received 07.02.2017

© BMSTU, 2017

## REFERENCES

- [1] Byshevskaya-Konopko L.O., Vorob'yev I.L., Izyneev A.A., Sadovskiy P.I. Heat dissipation accompanying lamp pumping in an erbium active element. *Journal of Optical Technology*, 2013, vol. 80, no. 10, pp. 594–600. DOI: 10.1364/JOT.80.000594  
Available at: <https://www.osapublishing.org/jot/abstract.cfm?uri=jot-80-10-594>
- [2] Batov Yu.N., Gubin A.B., Pirozhkov Yu.B., Shapiro L.L. Thermal balance in compact pulsed erbium glass lasers with diode pumping. *Journal of Optical Technology*, 2002, vol. 69, no. 9, pp. 605–608. DOI: 10.1364/JOT.69.000605  
Available at: <https://www.osapublishing.org/jot/abstract.cfm?uri=jot-69-9-605>
- [3] Gagarskiy S.V., Galagan B.I., Denker B.I., Korchagin A.A., Osiko V.V., Prihod'ko K.V., Sverchkov S.E. Diode-pumped ytterbium-erbium glass microlasers with optical Q-switching based on frustrated total internal reflection. *Quantum Electronics*, 2000, vol. 30, no. 1, pp. 10–12. DOI: QE2000v030n01ABEH001647  
Available at: <http://iopscience.iop.org/article/10.1070/QE2000v030n01ABEH001647>
- [4] Bufetova G.A., Nikolaev D.A., Seregin V.F., Shcherbakov I.A. Long pulse lasing with Q-switching by FTIR shutter. *Physics of Solid State Lasers*, 1999, vol. 9, no. 1, pp. 314–318.
- [5] Byshevskaya-Konopko L.O., Gubin A.B., Izyneev A.A., Pirozhkov Yu.B., Sadovskiy P.I. Erbium active elements with a slit stop. *Journal of Optical Technology*, 2014, vol. 81, no. 4, pp. 182–185. DOI: 10.1364/JOT.81.000182  
Available at: <https://www.osapublishing.org/jot/abstract.cfm?uri=jot-81-4-182>
- [6] Shachkin L.V. Passively Q-switched Yb, Er: Phosphate glass laser. *Quantum Electronics*, 2006, vol. 36, no. 2, pp. 106–110. DOI: 10.1070/QE2006v036n02ABEH013110  
Available at: <http://iopscience.iop.org/article/10.1070/QE2006v036n02ABEH013110/meta>
- [7] Bykov V.N., Izyneev A.A., Sadovoy A.G., Sadovskiy P.I., Sorokina O.A. Transversely diode-pumped passively Q-switched erbium glass laser emitter. *Quantum Electronics*, 2008, vol. 38, no. 3, pp. 209–212. DOI: 10.1070/QE2008v038n03ABEH013588  
Available at: <http://iopscience.iop.org/article/10.1070/QE2008v038n03ABEH013588/meta>



[8] AO-1010. Kigre: company website.

Available at: [http://www.kigre.com/products/ao1010\\_datasheet.pdf](http://www.kigre.com/products/ao1010_datasheet.pdf) (accessed 15.01.2017).

[9] Magdich L.N., Molchanov V.Ya. Akustoopticheskie ustroystva i ikh primeneniya [Acousto-optic devices and their application]. Moscow, Sovetskoe radio Publ., 1978. 112 p.

[10] Boutchenkov V., Kuchma I., Levoshkin A., Mak A., Petrov A., Holleman G. High efficiency diode-pumped Q-switch Yb:Er:Glass lasers. *Optics Communications*, 2000, vol. 177, no. 1-6, pp. 383–388. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00608-8

Available at: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401800006088>

[11] Hodgson N., Weber H. Optical resonators: Fundamentals, advanced concepts, application. Springer, 2005. 794 p.

**Bondarenko D.A.** — Cand. Sc. (Eng.), Head of Laboratory, Ryazan State Instrument Plant (Seminarskaya ul. 32, Ryazan, 390000 Russian Federation).

**Karasik V.E.** — Dr. Sc. (Eng.), Professor of Laser and Optoelectronic Systems Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Magdich L.N.** — Dr. Sc. (Eng.), Head of Laboratory, Stelmakh Scientific Research Institute Polyus (Vvedenskogo ul. 3, korp. 1, Moscow, 117342 Russian Federation).

**Pogonyshv O.O.** — Design Engineer, Ryazan State Instrument Plant (Seminarskaya ul. 32, Ryazan, 390000 Russian Federation).

**Sadovskiy P.I.** — Cand. Sc. (Phys.-Math.), Leading Research Scientist, Kotel'nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch (Vvedenskogo prospekt 1, Fryazino, Moscow Region, 141190 Russian Federation).

**Semenkov V.P.** (1948–2016) — Cand. Sc. (Eng.), worked as Chief Designer at Ryazan State Instrument Plant (Seminarskaya ul. 32, Ryazan, 390000 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Bondarenko D.A., Karasik V.E., Magdich L.N., Pogonyshv O.O., Sadovskiy P.I., Semenov V.P. Compact Erbium-Glass Diode Pumping Laser Emitter with Acousto-Optic Q-Switching. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Priborostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Instrum. Eng.], 2017, no. 5, pp. 14–30.

DOI: 10.18698/0236-3933-2017-5-14-30