УДК 535.14:530.182; 535.33:21.373.8; 616-005; 617.7; 617-7

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ Ho:YLF ЛАЗЕРЫ, ПРОБЛЕМЫ ОПТИМИЗАЦИИ

© 2016 г. **В. А. Серебряков**[*], доктор физ.-мат. наук; **В. Ю. Храмов**[*], доктор техн. наук; **А. С. Наривончик**[**]; **Н. А. Калинцева**[**]; **А. Ф. Корнев**[**]; **А. Л. Павлова**[*]; **Д. В Скворцов**[**]

[*]Университет ИТМО, Санкт-Петербург
[**]АО "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург

E-mail: serebryakov@hotbox.ru

Для задач прецизионной хирургии проанализированы перспективы создания высокоэффективных низкочастотных (100–1000 Гц) гольмиевых лазеров как источника накачки параметрического преобразователя излучения в 6–8 мкм диапазон спектра.

Обоснован выбор оптической схемы прототипа Ho:YLF лазера с требуемыми параметрами излучения: энергия в импульсе – до 80 мДж на частоте 100 Гц и 50 мДж на 1000 Гц, длительность импульса – около 20 нс, $M^2 \approx 1{,}5$.

Экспериментальное исследование зависимости поглощения и усиления слабого сигнала в широких пределах интенсивности накачки для различных концентраций Ho^{3+} позволили оценить вклад в генерационные параметры процессов истощения основного состояния и реабсорбции Ho-кристаллов.

Выполнено моделирование импульсно-периодических Ho:YLF лазеров при интенсивной накачке, для которой инверсия меняется в процессе генерации вдоль активной среды за счёт насыщения накачки, а также в результате обратного периодического заселения нижнего лазерного уровня. Оптимизация выполнена с учётом ограничения на лучевую прочность Ho-кристаллов.

Ключевые слова: *импульсно-периодический Ho:YLF лазер, населённость, реабсорбция, истощение основного состояния.*

Коды OCIS: 140.3070; 140.3538.

Поступила в редакцию 14.09.2016.

Введение

Актуальность разработки лазеров "безопасного для глаз" диапазона длин волн (1,5–2,1 мкм), к которым относится двухмикронный Ho:YLF лазер, связана с многообразием сфер их применения [1]. Благодаря наличию в этом диапазоне линий поглощения на колебательных переходах молекул 2 мкм лазерные системы используются для определения скорости ветра, концентрации углекислого газа и аэрозолей в атмосфере Земли и Марса [2, 3]. Малая глубина проникновения 2 мкм излучения в биоткань с одновременной коагуляцией сосудов (остановка кровотечения) востребованы в ряде областей медицины – преимущественно в малоинвазивной эндоскопической хирургии мягких тканей и дроблении конкрементов [4].

Еще одним применением 2 мкм лазеров является использование их в качестве источников накачки ИК параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона, в частности, на основе кристалла $ZnGeP_2$ (ZGP), обладающего высокой нелинейностью в диапазоне 3–8 мкм (окна прозрачности атмосферы). ПГС ZGP используются для расширения возможностей экологического мониторинга (наличие дополнительных линий поглощения молекул, в т.ч. углеродосодержащих – метана, этилена, этана и угарного газа) [5] и в системах противодействия [6]. Перспективно использование ПГС ZGP в прецизионной хирургии – благодаря наличию пиков поглощения белков и холестериновых эфиров в 6 мкм диапазоне [7].

В настоящей работе представлены результаты разработки для прототипа клинического ПГС ZGP мощного импульсно-периодического Ho:YLF лазера накачки (порог ПГС абляции биоткани около 1 Дж/см^2 [8] и, соответственно, от 2 мкм лазера требуется энергия импульсов не менее 50 мДж на оптимальных для микрохирургии частотах следования 100–1000 Гц).

1. Гольмиевые лазеры, проблемы и методы их решения

В качестве материала матрицы 2 мкм лазеров обычно используют кристаллы YAG и YLF благодаря высоким спектроскопическим и термомеханическим свойствам, а ионом-акцептором является Ho^{3+}, обладающий большим временем жизни верхнего лазерного уровня ($\tau \approx 8$ мс для YAG и $\tau \approx 15$ мс для YLF). Однако кристаллы, легированные ионами гольмия, не имеют интенсивных линий поглощения в диапазоне, короче 1,9 мкм. Кристаллы, дополнительно легированные ионами Tm^{3+}, обходят эту проблему, но обладают сильным эффектом апконверсии, который приводит к значительному сокращению времени жизни верхнего уровня. Альтернативным подходом является прямая накачка гольмия лазером, легированным ионами тулия (например, волоконным Tm лазером). Преимущество данного метода сопряжено с малыми стоксовыми потерями (около 9% для Ho:YAG и около 6% для Ho:YLF), позволяя достичь высокой эффективности 2 мкм генерации при высоком качестве пучка. Однако работа Ho-кристаллов в качестве активной среды определяется квазитрёхуровневой (*QTL*) природой лазерного перехода, нижний уровень которого заселён при комнатной температуре (эффект реабсорбции). Кроме того, при интенсивной накачке процесс перехода *QTL* иона со Штарковских компонентов основного уровня на возбуждённый сопровождается как апконверсией (*UC*), так и истощением (просветлением) основного состояния.

Благодаря более низкой фононной энергии (основной уровень Ho:YLF имеет Штарковское расщепление приблизительно 315 $см^{-1}$ против 532 $см^{-1}$ для Ho:YAG) Ho:YLF превосходит Ho:YAG из-за меньших потерь на *UC*. Использование кристаллов с низкой концентрацией Ho позволяет минимизировать *UC*, однако при низких концентрациях легирования точность определения *UC* параметра низка, в частности, для стандартного флуоресцентного метода из-за его квадратичной зависимости от концентрации Ho^{3+} (N_0). Как результат, процессами *UC* пренебрегают при $N_0 \leq 0{,}5\%$ для Ho:YLF [9, 10] и $N_0 \leq 1\%$ для Ho:YAG [11]. Однако в расчётах (см. ниже формулу (2)) в величину резонаторных потерь включают вместе со стоксовыми потерями (6–9%) также приблизительно 2% на *UC* при интенсивностях накачки $I_p \approx 5$–15 кВт/см^2 [11].

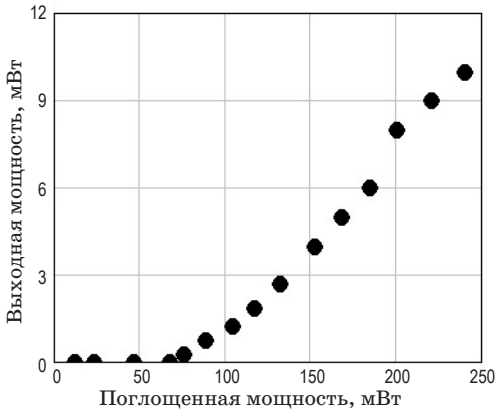

Рис. 1. Зависимость выходной мощности от поглощённой мощности генерации накачки [12].

Наряду с *UC* процесс генерации *QTL* лазера сопровождается просветлением активной среды. Выделяют две фазы просветления с ростом интенсивности накачки:

1) просветление лазерного перехода (компенсация потерь на реабсорбцию и достижение порога вынужденного испускания фотонов);

2) генерация волны просветления накачки по длине активной среды за счёт истощения населённости основного состояния (*GSD*).

Поскольку потери за счёт реабсорбции, как правило, превышают резонаторные потери, то порог генерации *QTL* лазера минимален на длине кристалла, отличной от оптимальной длины для максимальной выходной мощности, и эта разница меняется с интенсивностью накачки I_p. Большая относительная населённость основного состояния на лазерном переходе (f_l) приводит также к нелинейной зависимости выходной мощности от мощности накачки (см. рис. 1).

2. Моделирование Ho:YLF лазеров

Реабсорбция

Модель *QTL* лазера, учитывающая реабсорбцию [13], даёт поглощённую пороговую мощность накачки P_{th} как

$$P_{th} = \frac{1}{2\sigma_e \tau}(-\ln R) h\nu_p A \qquad (1),$$

четырёхуровневая система

$$P_{th} = \frac{1}{2(f_l + f_u)\sigma_e \tau}(2 f_l N L \sigma_e - \ln R) h\nu_p A \qquad (2),$$

квазитрёхуровневая система

где первое слагаемое – потери за счёт реабсорбции (f_u – относительная населённость верхнего уровня лазерного перехода, N – концентрация Ho^{3+} (ион/см^3), σ_e – сечение эмиссии на лазерной длине волны, ν_p – частота накачки, L – длина кристалла). Второе слагаемое – резонаторные потери (R – отражение выходного зеркала резонатора), A – площадь сечения пучка. Относительное уменьшение эффекта реабсорбции происходит за счёт снижения произведения $NL\sigma_e$ и ограничено сверху апконверсией (зависящей от N), а снизу – относительно низким σ_e Но-кристаллов. В то же время, интенсивность накачки, необходимая для достижения прозрачности Но-кристалла на длине волны генерации ("резонатор без потерь"), первое слагаемое в формуле (2), равна [14]

$$I_{p\,\min} = \beta_{\min} I_{p\,\mathrm{sat}}, \qquad (3)$$

где σ_a – сечение поглощения на лазерной длине волны, σ_{ap} и σ_{ep} – сечение поглощения и эмиссии на длине волны накачки, $\beta_{\min} = f_l/(f_l + f_u) = \sigma_a/(\sigma_a + \sigma_e)$ – доля ионов на верхнем уровне $^5I_7$, обеспечивающая прозрачность лазерного перехода. Интенсивность насыщения накачки $I_{p\,\mathrm{sat}} = h\nu_p/(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})\tau \approx 0{,}3$ кВт/см^2 для Ho:YLF и 0,9 кВт/см^2 для Ho:YAG.

Поэтому основным способом борьбы с реабсорбцией является максимальное превышение плотности мощности накачки над интенсивностью насыщения (выход генерации становится линейным, рис. 1). В резонаторе лазера проблема реабсорбции решается увеличением пропускания выходного зеркала (T_{oc}). Однако с ростом порога генерации Но-лазер начинает излучать на более короткой длине волны (рис. 2), вызывая амплитудную нестабильность.

Истощение основного состояния

Истощение основного состояния (*GSD*) ионов Ho^{3+} ведёт к снижению коэффициента поглощения излучения накачки

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p\left(1 - \frac{N_2}{N}\right)I_p, \qquad (4)$$

где
$$\alpha_p = \sigma_a(N - N_2) = \alpha_0\left(1 - \frac{N_2}{N}\right)$$

и
$$N(I_p) = \frac{N(I_p = 0)}{1 + \dfrac{I_p}{I_{p\,\mathrm{sat}}}}$$

Член $I_p/I_{p\,\mathrm{sat}}$ характеризует *GSD* (просветление верхнего лазерного уровня при высокой мощности накачки снижает эффективность поглощения света накачки). С ростом интенсивности накачки основной уровень постепенно истощается, что может привести при низкой концентрации активатора и $I_p > I_{p\,\mathrm{sat}}$ к быстрому просветлению канала накачки (рис. 3).

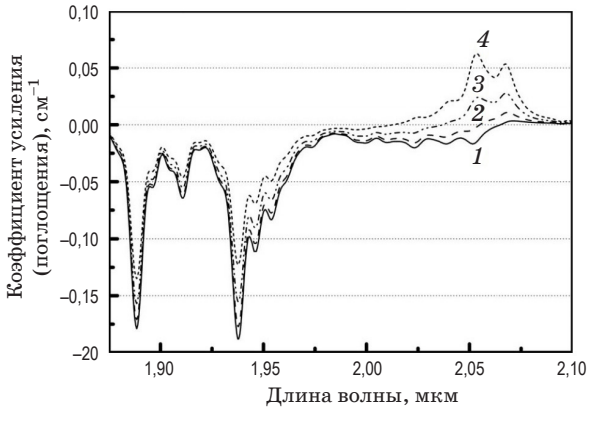

Рис. 2. Усиление Ho:YLF в зависимости от длины волны для различного пропускания выходного зеркала – $T_{oc} = 3\%$ (*1*), $T_{oc} = 10\%$ (*2*), $T_{oc} = 20\%$ (*3*), $T_{oc} = 37\%$ (*4*) [15].

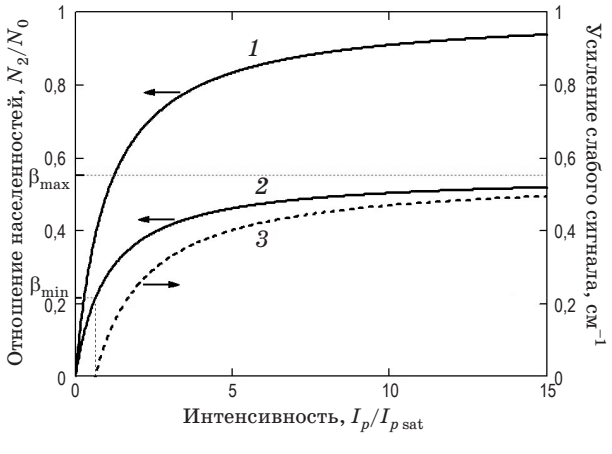

Рис. 3. Населённости для четырёхуровневой системы (*1*) и квазитрёхуровневого Ho:YLF (*2*), усиление слабого сигнала для 0,5% Ho^{3+} (*3*).

Относительная населенность уровней $^5I_7$ (N_2) и $^5I_8$ (N_1) лазерного перехода и накачки в Ho:YAG и Ho:YLF при 300 K [16]

Ho^{3+}	f_l	f_u	f_1	f_2	$\beta_{\min}$	$\beta_{\max}$	$\Delta N_2/N$
YLF	0,024	0,0874	0,108	0,0874	0,215	0,554	0,34
YAG	0,0172	0,0998	0,154	0,0998	0,147	0,607	0,46

2.1. Квазистационарный режим генерации

Выражения для насыщения верхнего лазерного уровня N_2 и усиления g для квазистационарного режима [17]

$$\frac{N_2}{N}=\frac{1}{\left(\exp\left(-\frac{hc}{KT}\left(\frac{1}{\lambda p}-\frac{1}{\lambda\mu}\right)\right)+1\right)}\geq$$
$$\geq\frac{\sigma_{ap}\frac{I_p}{h\nu_p}+\sigma_a\frac{I}{h\nu}}{\left(\sigma_{ep}+\sigma_{ap}\right)\frac{I_p}{h\nu_p}+\left(\sigma_e+\sigma_a\right)\frac{I}{h\nu}+\frac{1}{\tau}}=\qquad(5)$$
$$=\frac{\beta_{\max}\frac{I_p}{I_{p\,\mathrm{sat}}}+\beta_{\min}\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}}{1+\frac{I_p}{I_{p\,\mathrm{sat}}}+\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}},$$

где λ_μ – термодинамическая функция и $\beta_{\max} = f_1/(f_1 + f_2) = \sigma_{ap}/(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})$ – доля ионов на уровне $^5I_7$, обеспечивающая просветление канала накачки (рис. 3).

$$g=\sigma_e N_2-\sigma_a N_1=$$
$$=N\frac{\sigma_e\sigma_{ap}\frac{I_p}{h\nu_p}-\sigma_a\sigma_{ep}\frac{I_p}{h\nu_p}-\frac{\sigma_a}{\tau}}{\left(\sigma_{ep}+\sigma_{ap}\right)\frac{I_p}{h\nu_p}+\left(\sigma_e+\sigma_a\right)\frac{I}{h\nu}+\frac{1}{\tau}}=\qquad(6)$$
$$=\frac{\sigma_a\left[\frac{\beta_{\max}I_p}{I_{p\,\mathrm{sat}}}\left(\frac{\sigma_e}{\sigma_a}-\frac{\sigma_{ep}}{\sigma_{ap}}\right)-1\right]}{1+\frac{I_p}{I_{p\,\mathrm{sat}}}+\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}},$$

где σ_{ep}/σ_{ap} определяет вклад GSD, а σ_a определяет потери на реабсорбцию, ограничивающие усиление.

В непрерывном режиме минимальный размер пучка накачки является наиболее эффективным, пока плотность мощности генерации ещё не повреждает кристалл. При этом благодаря *GSD* оптимальная поглощающая способность растёт с интенсивностью накачки. В результате в непрерывном и квазинепрерывном режимах при высокой интенсивности накачки достигнут оптический КПД η = 67% для Ho:YAG ($I_p/I_{p\,\mathrm{sat}}$ = 5, выходная мощность P_{out} = 32,7 Вт [11]) и η = 55,5% для Ho:YLF ($I_p/I_{p\,\mathrm{sat}}$ = 49, P_{out} = 60,2 Вт) [9].

Величина $\alpha_0 L = \sigma_{ap}NL$ также важна для получения высокой квантовой эффективности накачки (формула 5) и однородности возбуждения. Длина кристалла должна превышать толщину слоя волны просветления α_0^{-1}, и, соответственно, $I_p/I_{p\,\mathrm{sat}} \sim \alpha_0 L \geq 3$. В то же время, с учётом реабсорбции *GSD* и *UC* для получения максимальной запасённой энергии (поглощение накачки не менее 90%) оптимальное $N_0L \approx 2{,}5$ и $N_0L \approx 4$–5 для Ho:YAG и Ho:YLF, соответственно. При меньшей длине Ho-кристаллов *GSD* снижает эффективность поглощения накачки, а бóльшая длина ведёт к росту потерь на реабсорбцию (рис. 4). Ещё более сложная зависимость ожидается при переходе к низкочастотному режиму генерации из-за снижения интенсивности накачки при большой скважности импульсов (ограничение по лучевой прочности в канале генерации).

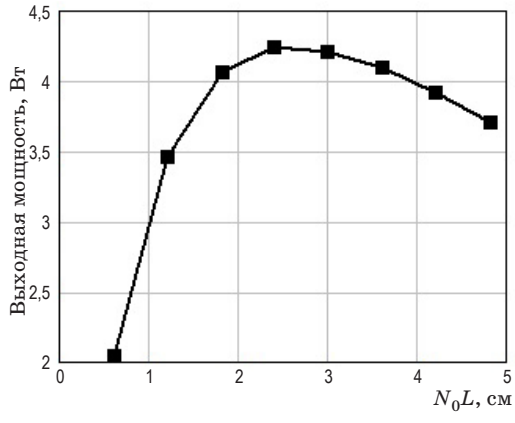

Рис. 4. Моделирование мощности Ho:YAG лазера как функции произведения длины L на концентрацию N_0 Ho:YAG кристалла для односторонней торцевой накачки Tm лазера с интенсивностью 4 кВт/см^2 [18].

Изменение N_2 по сечению пучка накачки за счёт *GSD* при его распространении по кристаллу также влияет на поглощение накачки. Для того чтобы точнее соответствовать эксперименту, необходимо принимать во внимание пространственные характеристики пучков излучения и накачки с учётом насыщения поглощения, а также влияние температуры.

2.2. Импульсно-периодические QTL лазеры

Для низкочастотных импульсных *QTL* лазеров ($F \leq 1000$ Гц), обладающих значительной инверсией населённости, истощение основного состояния оказывает значительное влияние на поглощение накачки и, соответственно, на эффективность генерации, хотя мощная лазерная эмиссия и помогает вновь эффективно заселять основное состояние (рис. 5).

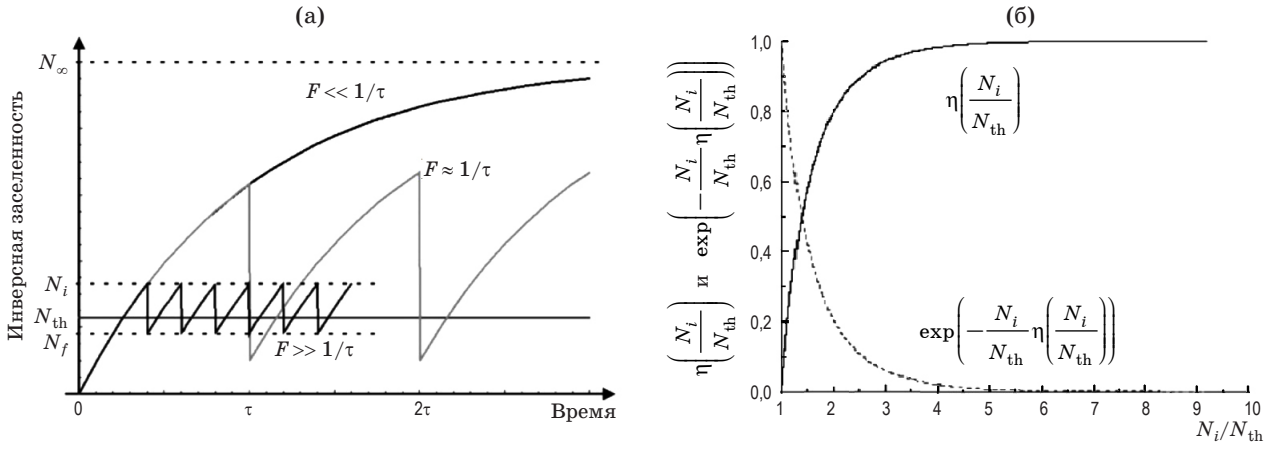

Рис. 5. Влияние динамики инверсной населённости на эффективность генерации. а) Временная зависимость инверсии населённости для разных частот повторения F. N_∞, N_i, N_{th} и N_f – максимальная, начальная, пороговая и конечная инверсии при интенсивности накачки I_p. б) Энергетическая эффективность экстракции $\eta(N_i/N_{th}) = 1 - N_f/N_i$ и отношение конечной к исходной населённости N_f/N_i в зависимости от N_i/N_{th} [19].

Моделирование *QTL* импульсного режима, включая оценку выходной энергии в зависимости от интенсивности, пространственно-временного распределения и длительности накачки, ведётся с учетом *GSD* и реабсорбции [20–22]. Однако расчётные модели не объясняют экспериментально наблюдаемое на частотах не более 1 кГц снижение оптического КПД (рис. 6) как в Ho:YLF, так и в Ho:YAG лазерах [23]. Этот эффект связывают с “эффективным временем накопления инверсии” τ_{eff} (effective storage time) и часто интерпретируют как тушение времени жизни флуоресценции Ho^{3+} в результате апконверсии и других нелинейных процессов. Но в *QTL* лазерах $\tau_{eff} < \tau$, в первую очередь, из-за *GSD* и реабсорбции [13] ($\tau_{eff} \approx 1{,}89$ мс в Ho:YLF [24]). Также используемые расчётные модели не показали наблюдаемый на высоких частотах следования импульсов (15–50 кГц [9, 11]) рост КПД при превышении интенсивности накачки над пороговой вплоть до 20–100×.

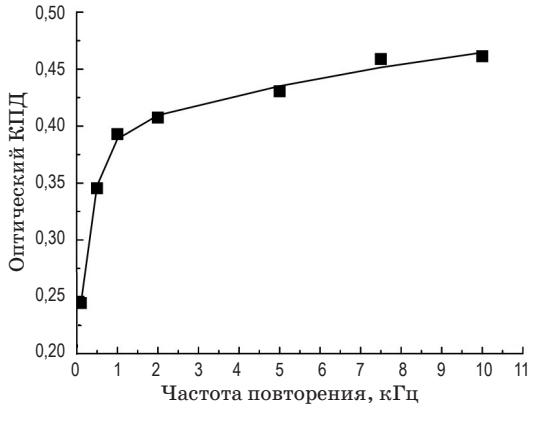

Рис. 6. Зависимость оптического КПД от частоты следования импульсов (интенсивность накачки – около 2 кВт/см^2) [23].

В настоящей работе с целью оптимизации параметров и, в первую очередь КПД Но-лазера, разрабатываемого как источник накачки 6 мкм ПГС ZGP, проведено численное моделирование Ho:YLF лазера при высоких интенсивностях накачки, близких [9], но для более низких частот следования импульсов не более 1000 Гц. Расчёты выполнены с учётом ограничения на лучевую прочность YLF кристаллов [10, 25, 26].

2.2.1. Моделирование импульсно-периодических Ho:YLF лазеров

Для Ho:YLF лазеров и усилителей, работающих в импульсно-периодическом режиме, населённость верхнего уровня меняется во времени и пространстве. Поэтому необходимо дополнить апробированную модель расчёта лазеров (см. [20–22]) численными расчётами пространственно-временного распределения интенсивности излучения накачки и генерации, начиная с населённости верхнего уровня после окончания импульса генерации или усиления. В конечном итоге возникает установившаяся картина генерации, по форме напоминающая представленную на рис. 5а. В процессе моделирования определяются пространственные, временные и энергетические характеристики импульсов излучения, следующих с заданной частотой повторения. Следует также отметить, что при рассмотрении задач моделирования усилителей появляется дополнительные параметры – плотность энергии (энергия) входного импульса и лучевая прочность Но-кристалла.

Проиллюстрируем возможности моделирования для частотно-импульсного режима на примере трёхкаскадного усилителя, описание которого приведено в работе [8]. Усилитель собран на трёх кристаллах Ho:YLF, длиной 70, 50 и 50 мм с концентрацией активатора 0,3; 0,5 и 0,3%, соответственно. Накачка усилителя производится неполяризованным излучением волоконного тулиевого лазера мощностью 150 Вт (IPG Photonics). Излучение накачки фокусируется примерно в середину второго элемента. Диаметр излучения накачки при распространении в активных элементах находится в диапазоне 1,6–0,9–1,8 мм. Столь большой диапазон изменения диаметра пучка накачки определяется тем, что параметр качества пучка $M^2 \approx 7$. Для усиливаемого излучения $M^2 \approx 1{,}5$ и, соответственно, диаметр пучка усиливаемого импульса находился в пределах 0,95–1,1–1,2 мм. Частота следования импульсов регулировалась в диапазоне 100–1000 Гц.

Для данного усилителя на рис. 7 приведено установившееся распределение плотности населённости верхнего уровня N_2 вдоль продольной координаты активных элементов усилителя. Полная мощность излучения накачки при выполнении расчётов составляла 54 Вт и 90 Вт (интенсивность накачки на торце первого активного элемента 2,4 и 4 кВт/см^2, соответственно), частота повторения импульсов 100 Гц. Видно, что первый и второй активные элементы усилителя практически полностью просветлены (достигнута максимальная заселённость верхнего уровня Ho^{3+}), в то же время, населённость третьего активного элемента существенно зависит от плотности мощности накачки. Как результат, при энергии на входе усилителя $E_{in} = 8$ мДж и мощности накачки 54 Вт, в отличие от работы при накачке 90 Вт, вклад третьего каскада усилителя незначителен из-за реабсорбции усиливаемого излучения (рис. 7).

Увеличение частоты повторения импульсов также существенно влияет на выходные параметры усилителя. Для эффективной работы усилителя, как показывают оценки, следует использовать излучение накачки с качеством входного излучения, близким к качеству усиливаемого пучка ($M^2 \approx 1{,}5$) так, чтобы стало возможным увеличение интенсивности накачки до 12–15 кВт/см^2 на всём пути прохождения излучения кристаллов (излучение накачки π-поляризованное). Для такого модельного варианта усилителя приведены зависимости выходной средней мощности излучения и энергии импульса от частоты следования импульсов в диапазоне до 14 кГц (рис. 8) и малых частотах (F = 100–1000 Гц, рис. 9).

Как видно из рис. 8, при работе на малых частотах повторения одним из важнейших ограничительных параметров является лучевая стойкость кристаллов усилителя. Данные по вели-

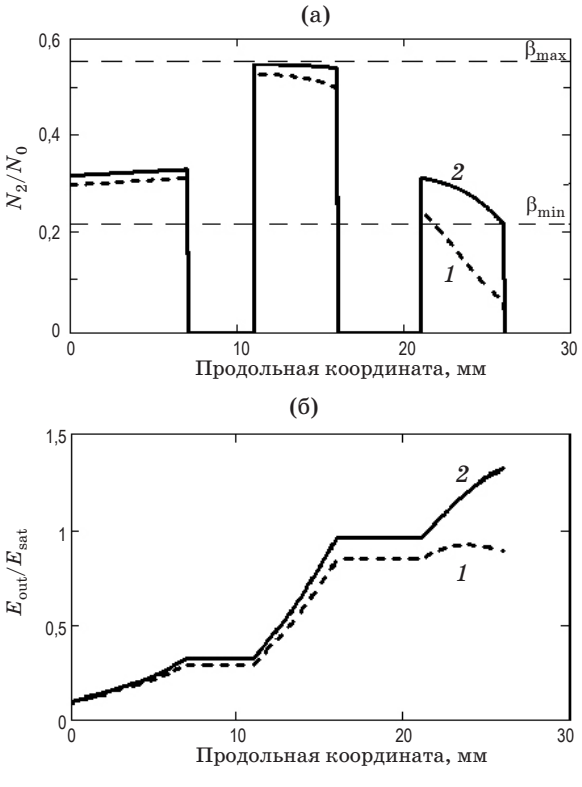

Рис. 7. Распределение населённости верхнего лазерного уровня (а) и плотности энергии усиливаемого импульса (б) по длине активных элементов. Интенсивность на торце первого кристалла – 2,4 кВт/см^2 (*1*) и 4 кВт/см^2 (*2*).

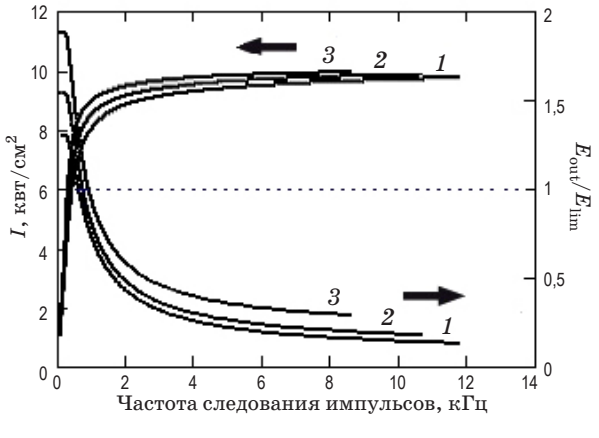

Рис. 8. Зависимости плотности энергии импульсов и величины приращения интенсивности после усилителя $\Delta I = (I_{out} - I_{in})$ от частоты следования при интенсивности накачки 12 кВт/см^2; E_{in} = 5 мДж (1), 8 мДж (2) и 15 мДж (3).

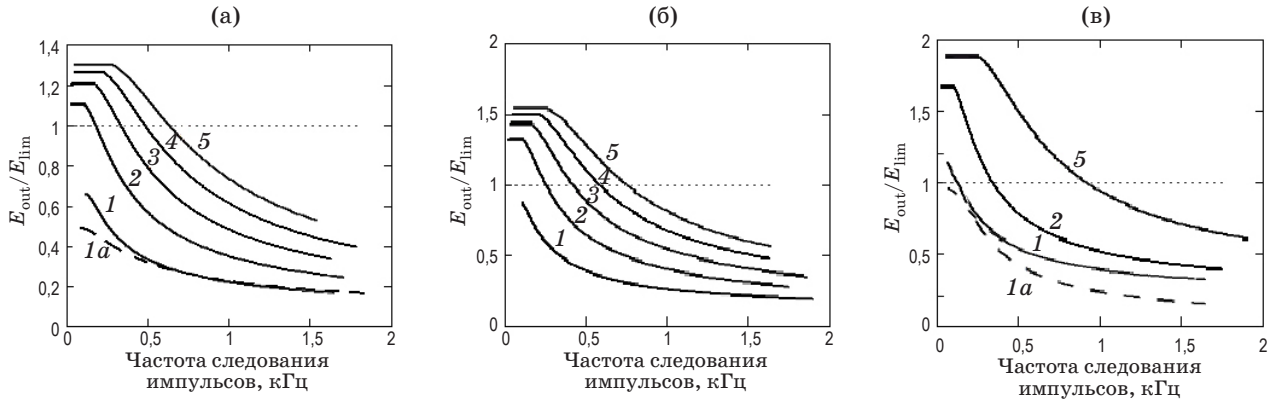

Рис. 9. Зависимости плотности энергии выходного импульса излучения от частоты следования импульсов в области малых частот повторения при различных интенсивностях накачки: 4 кВт/см^2 (*1, 1a*), 6 кВт/см^2 (*2*), 8 кВт/см^2 (*3*), 10 кВт/см^2 (*4*) и 12 кВт/см^2 (*5*). а) E_{in} = 5 мДж, б) 8 мДж, в) 15 мДж. (*1a*) – вариант двухкаскадного усилителя (отсутствует первый кристалл).

чине плотности энергии излучения, приводящие к разрушению активной среды Ho:YLF, оцениваются в диапазоне от 10 до 15 Дж/см^2 для 10 нс импульса [10, 25, 26]. На рис. 9 приведена зависимость выходной плотности энергии импульсов от частоты в области малых частот повторения (100–2000 Гц). Видно, что с увеличением частоты до 300 Гц плотность энергии примерно постоянна, а далее уменьшается. При этом вероятность разрушения материала активного элемента (пунктирная линия характеризует предельную плотность энергии, на которой нет разрушений Ho:YLF, $E_{\lim} \approx 8$ Дж/см^2) зависит от энергии входного импульса излучения и значительно снижается при частотах, больших 600–800 Гц. Таким образом, учёт процессов разрушения при оптимизации параметров лазерных усилителей и генераторов можно считать обязательным условием, особенно при работе на малых частотах повторения импульсов.

В то же время для частот повторения импульсов свыше 2 кГц с увеличением энергии ЗГ выше 5 мДж практически нет прироста выходной интенсивности усиливаемого излучения ΔI (рис. 8), и, соответственно, нет роста полного КПД системы ЗГ-усилитель.

Поэтому для оптимизации рассмотренного выше усилителя моделирование нужно выполнять при существенном изменении начальных условий. Если, например, увеличить энергию входного импульса до 15 мДж, то интенсивность накачки желательно существенно снизить до 4 кВт/см^2, чтобы избежать разрушения активных элементов при работе на малых частотах следования импульсов. Более того, усилитель можно выполнить двухкаскадным (рис. 9, кривые ***1a***). Однако при уменьшении входной энергии до 5 мДж происходит существенное снижение выходных энергетических параметров в диапазоне малых частот (рис. 9а, кривая ***1a***), и т.д. Поэтому для верификации расчётной модели нами планируется проведение дополнительных экспериментальных исследований.

Таким образом, моделирование процессов при работе лазеров и усилителей на квазитрёхуровневых активных средах может указать правильные направления решения при оптимизации оптической схемы в зависимости от имеющихся в наличии средств и требуемых параметров излучения. Аналогии с четырёхуровневыми активными средами могут оказаться неправомерными и даже ошибочными.

Заключение

Для задач прецизионной хирургии проанализированы перспективы и обоснован выбор оптической схемы источника накачки на основе Ho:YLF лазера для параметрического преобразователя излучения в 6–8 мкм диапазоне спектра. Проведено численное моделирование Ho:YLF лазера при высоких интенсивностях накачки. Показаны направления оптимизации энергетических параметров Ho:YLF лазеров для частот следования импульсов 100–1000 Гц с учётом ограничения на лучевую прочность Ho-кристаллов.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.579.21.0015).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P.* 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications // Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics. 2010. ISBN 978-953-7619-82-4
2. *Koch G.J., Beyon J.Y., Gibert F., Barnes B.W., Ismail S., Petros M., Petzar P.J., Yu J., Modlin E.A., Davis K.J., Singh U.N.* Side-line tunable laser transmitter for differential absorption lidar measurements of CO_2: design and application to atmospheric measurements // Appl. Opt. 2008. V. 47. № 7. P. 94456.
3. *Singh U., Engelund W., Refaat T., Kavaya M.J., Yu J., Petros M.* Mars Atmospheric Characterization Using Advanced 2-μm Orbiting Lidar // European Planetary Science Congress. 2015. V. 10. P. EPSC2015–52.
4. *Blackmon R.L., Case J.R., Irby P.B., Trammell S.R., Fried N.M.* Fiber-optic manipulation of urinary stone phantoms using holmium:YAG and thulium fiber lasers // J. Biomed. Opt. 2013. V. 18. № 2. P. 28001.
5. *Bai Y., Yu J., Wong T., Chen S., Petros M., Singh U.* Single-mode, high repetition rate, compact Ho:YLF laser for space-borne lidar applications // CLEO. 2014. Technical Digest (OSA). P. AW1P.4.
6. *Kieleck C., Hildenbrand A., Schellhorn M., Stoeppler G., Eichhorn M.* Compact high-power/high-energy 2 μm and mid-infrared laser sources for OCM // Proc. SPIE. 2013. V. 18. Is. 8898. P. 889809.
7. *Serebryakov V.A., Boĭko É.V., Petrishchev N.N., Yan A.V.* Medical applications of mid-IR lasers. Problems and prospects // J. Optical Technology. 2010. V. 77. № 1. P. 6–17. Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 1. Стр. 9–23.
8. *Serebryakov V.A., Boĭko É.V., Kalintsev A.G., Kornev A.F., Narivonchik A.S., Pavlova A.L.* Mid-IR laser for high-precision surgery // J. Optical Technology. 2015. V. 82. № 12. P. 781–788. Оптический журнал. 2015. Т. 82. № 12. Стр. 3–13.
9. *Koen W., Jacobs C., Wu L., Strauss H.J.* 60W Ho:YLF oscillator-amplifier system // Proc. SPIE. 2015. V. 9342. P. 93421Y-1.
10. *Kornev A.F., Narivonchik A.S., Pavlova A.L., Serebryakov V.A.* Efficient 50 J/1000 Hz Q-switched Ho:YLF MOPA laser // Conf. Laser Optics. 2012. Digest (OSA). P. ThR1.
11. *Elder I., Kendall T.* Efficient Single-Pass Resonantly-Pumped Ho:YAG Laser // Proc. SPIE. 2012. V. 8543. P. 854307-1.
12. *Tan Y., Chen F., de Aldana J. R. V., Yu H., Zhang H.* Quasi-three-level laser emissions of Nd doped disordered crystal waveguides // IEEE J. Select. Topics Quantum Electronics. 2014. V. 21. № 1. P. 1–5.
13. *Fan T.Y.* Laser Sources and Applications / Ed. by Miller A., Finlayson D.M. Bristol: SUSSP and IOP, 1996. P. 163–194.
14. *DeLoach L.D., Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F.* Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb^{3+} Doped Crystals for Laser Applications // IEEE J. Quantum Electronics. 1993. V. 29. № 4. P. 1179–1191.
15. *Kim J.W., Mackenzie J.I., Parisi D., Veronesi S., Tonelli M., Clarkson W.A.* Efficient in-band pumped Ho:$LuLiF_4$ 2 μm laser // Optics Letters. 2010. V. 35. № 3. P. 420–422.
16. *Lippert E., Nicolas S., Arisholm G., Stenersen K., Rustad G.* Mid infrared laser source with high power and beam quality // Appl. Opt. 2006. V. 45. P. 3839–3845.
17. *Augé F., Druon F., Balembois F., Georges P., Brun A., Mougel F., Aka G., Vivien D.* Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb^{3+}-doped $Ca_4GdO(BO_3)_3$ (Yb:GdCOB) laser // IEEE J. Quantum Electronics. 2000. V. 36. № 5. P. 598–606.
18. *Schellhorn M., Hirth A.* Modeling of intracavity-pumped quasi-three-level lasers // IEEE J. Quantum Electronics. 2002. V. 38. № 11. P. 1455–1464.
19. *Eichhorn M.* Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions // Appl. Phys. B. 2008. V. 93. P. 269–316.
20. *Koen W., Bollig C., Strauss H., Schellhorn M., Jacobs C., Esser M.J.D.* Compact fibre-laser-pumped Ho:YLF oscillator–amplifier system // Appl. Phys. B. 2009. V. 99. № 1–2. P. 101–106.
21. *Jabczynski J.K., Gorajek L., Kaskow M., Kwiatkowski J., Zendzian W., Kopczynski K.* The new optimization method of Q-switched quasi-three-level lasers // Proc. SPIE. 2011. V. 8187. P. 81870U-1.
22. *Collett O.J.P.* Modelling of end-pumped Ho:YLF amplifiers // Thesis for the MS degree. Stellenbosch: Stellenbosch University, 2013. 100 p.
23. *Bai Y., Yu J., Petros M., Petzar P., Trieu B., Lee H., Singh U.* High repetition rate and frequency stabilized Ho:YLF laser for CO_2 differential absorption lidar // NASA National Aeronautics and Space Administration. 2009.
24. *Dergachev A., Moulton P.F.* High-Power Tm-Fiber-Laser-Pumped Ho:YLF Laser // SSDLTR (OSA). 2005. P. 608.
25. *Kwiatkowski J.* Highly efficient high power CW and Q-switched Ho:YLF laser // Opto-Electron. Rev. 2015. V. 23. № 2. P. 165–171.
26. LASER COMPONENTS. GmbH. 2011. http://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user_upload/home/Datasheets/divers-optik/laserstaebe_kristalle/ylf_crystal.pdf&no_cache=1