

О возможности реализации нового режима лазерной генерации с пассивной модуляцией и периодическим переключением длины волны лазерной генерации

А.В.Федоров, А.А.Фомичев, М.Е.Дорошенко

Теоретически рассмотрена возможность работы лазера в режиме пассивной модуляции добротности при непрерывной накачке. Предложен режим генерации, при котором длина волны автоматически переключается между двумя своими значениями без изменения каких-либо параметров резонатора. На примере Er:YAG-лазера с пассивным модулятором добротности на кристалле Co:ZnSe с помощью численного анализа определены параметры, необходимые для реализации данного режима.

Ключевые слова: пассивная модуляция, лазерная генерация, двухчастотная лазерная система.

1. Введение

Исследование хаотической и периодической динамики лазерной генерации в системах с пассивным модулятором добротности представляет интерес как с практической точки зрения, так и для фундаментальных исследований многомерных динамических систем [1]. Изучение динамического поведения лазерной системы необходимо для понимания процессов, влияющих на шумовые характеристики лазерного излучения, и для создания систем с автоматической и периодической модуляцией выходных характеристик лазерного излучения (длина волны, выходная энергия, поляризация) [1–4]. Кинетические уравнения эффективно используются при исследовании спектральных и частотных коллективных явлений в лазерных средах, в частности антифазовой динамики и поляризационных эффектов [5, 6].

Антифазовая динамика обычно исследуется в системах с пассивным затвором и обуславливается так называемым пространственным выжиганием провалов в активной среде [4, 7]. В этих работах исследовались микрочиповые лазеры, в которых наблюдалось переключение длины волны генерации λ между несколькими длинами волн со спектральным зазором ~ 1 нм. Пространственное выжигание провалов в активном элементе (АЭ) выражено наиболее сильно, если его длина $l_a < \lambda^2/\Delta\lambda \sim 1$ мм, и сильнее всего этот эффект проявляется в микрочиповых лазерах, поэтому их применение обычно ограничивается приложениями, в которых используются лазерные системы с малой средней выходной мощностью. Однако для реализации некоторых приложений требуются большие энергии импульса и средняя выходная мощность генерации.

В настоящей работе предложен новый механизм, основанный на зависимости длины волны генерации от величины инверсии в лазерном АЭ, работающем по «квазидвухуровневой» схеме генерации. В таких лазерах накачка и генерация осуществляются между штатковскими компонентами одних и тех же мультиплетных состояний АЭ. К таким системам можно отнести Yb-лазеры с диодной накачкой, работающие на переходе ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ ($\lambda \sim 1030$ нм) [8]. Другим часто исследуемым случаем является лазерная генерация на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} [9]. В качестве оптической накачки здесь используется излучение лазерных InP-диодов ($\lambda = 1.4–1.5$ мкм) или излучение волоконного Er-лазера с длиной волны 1.5 мкм. Третья, часто используемая лазерная система, – это Ho^{3+} -лазеры на переходе ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ с линией генерации ~ 2.1 мкм. Наиболее распространенным источником оптической накачки в данном случае является волоконный Tm-лазер ($\lambda = 1.9$ мкм) [9]. Благодаря малому стоксову сдвигу и хорошему перекрытию спектров излучения накачки и лазерной моды оптический КПД этих лазеров может достигать теоретического максимума, превышающего 80% [10].

Среди причин создания подобных лазерных систем можно выделить две основные. Во-первых, это преобразование излучения диодных лазеров накачки с относительно малой яркостью в излучение с высоким качеством выходного пучка, требуемым для многих практических применений. Во-вторых, это преобразование непрерывного излучения накачки (диодных или волоконных лазеров) в импульсное излучение. Лазеры, работающие в режиме модуляции добротности, могут иметь большой КПД и работать с высокой частотой следования импульсов. Такие лазерные системы с непрерывной накачкой позволяют сочетать высокую среднюю мощность (типичную для непрерывных лазеров) с высокой пиковой мощностью (характерной для импульсных режимов с модуляцией добротности).

Одной из особенностей лазерных систем с накачкой на том же мультиплетном переходе, что и лазерная генерация, является зависимость длины волны генерации от величины инверсии в АЭ. Это связано с частичной населенностью нижнего лазерного уровня при комнатной

А.В.Федоров, А.А.Фомичев. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: anton.v.fedorov@hotmail.com

М.Е.Дорошенко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 29 июня 2014 г., после доработки – 20 февраля 2015 г.

температуре, в связи с чем эффективное сечение усиления определяется процессами поглощения и усиления, сечения которых зависят от инверсии в системе [11].

В настоящей работе исследовалась возможность создания лазерных систем с модуляцией добротности и непрерывной накачкой с длиной волны генерации λ , периодически переключающейся между λ_1 и λ_2 без дополнительного изменения параметров резонатора и интенсивности накачки. Лазеры, основанные на подобном эффекте, могут быть потенциально использованы при механической микрообработке, дистанционном зондировании, измерении дальности, в микрохирургии и для контроля загрязнений. Они также могут быть интересны для лидарных и других атмосферных исследований, в которых требуется периодически настраиваться и отстраиваться от линии поглощения определенных газовых компонент.

2. Влияние инверсионной населенности на длину волны генерации

Рассмотрим зависимость спектра усиления от инверсии при резонансном возбуждении на примере кристаллов Yb:YAG, Er:YAG и Ho:YAG. Благодаря распределению Больцмана на каждом из лазерных мультиплетов, спектральные характеристики лазерной среды могут характеризоваться полной населенностью каждого из них и спектральными зависимостями сечений поглощения и усиления [9, 11–15]. На рис.1,а приведены спектры сечений поглощения

$\sigma_a(\lambda)$ и люминесценции $\sigma_e(\lambda)$ в этих кристаллах. Следует отметить, что в результате усреднения по переходам между индивидуальными компонентами $\sigma_e(\lambda) \neq \sigma_a(\lambda)$, а общие усиление и поглощение в среде будут определяться балансом этих процессов. Обозначив относительную населенность возбужденного состояния $n_2 = N_2/N_0$ (N_2 – усредненная концентрация возбужденного состояния, N_0 – полная концентрация лазерных центров в АЭ), можно ввести сечение усиления $\sigma_g(\lambda, n_2)$ аналогично [11]:

$$\sigma_g(\lambda, n_2) = [n_2\sigma_e(\lambda) + (n_2 - 1)\sigma_a(\lambda)]. \tag{1}$$

На рис.1,б показаны рассчитанные спектры сечений усиления для кристаллов Yb:YAG, Er:YAG и Ho:YAG при разной инверсии в АЭ. Рассмотрим их более подробно на примере кристалла Er:YAG. Видно, что при малой инверсии (кривые 3) максимальное усиление реализуется на $\lambda = 1645$ нм, однако с ее увеличением (кривая 4) наиболее сильно растет сечение на $\lambda = 1617$ нм, и при $n_2 \sim 0.437$ сечения на этих длинах волн становятся равными. При большей инверсии максимальное усиление реализуется на $\lambda = 1617$ нм (кривая 5). Аналогично изменение длины волны, соответствующей максимальному усилению, наблюдается в кристалле Ho:YAG (от 2121 до 2090 нм) и в кристалле Yb:YAG (от 1049 до 1030 нм).

Обозначим инверсию (n_2), при которой сечения на двух длинах волн становятся равными, как критическую (n_{cr}). Из рис.1 понятно, что для получения периодическо-

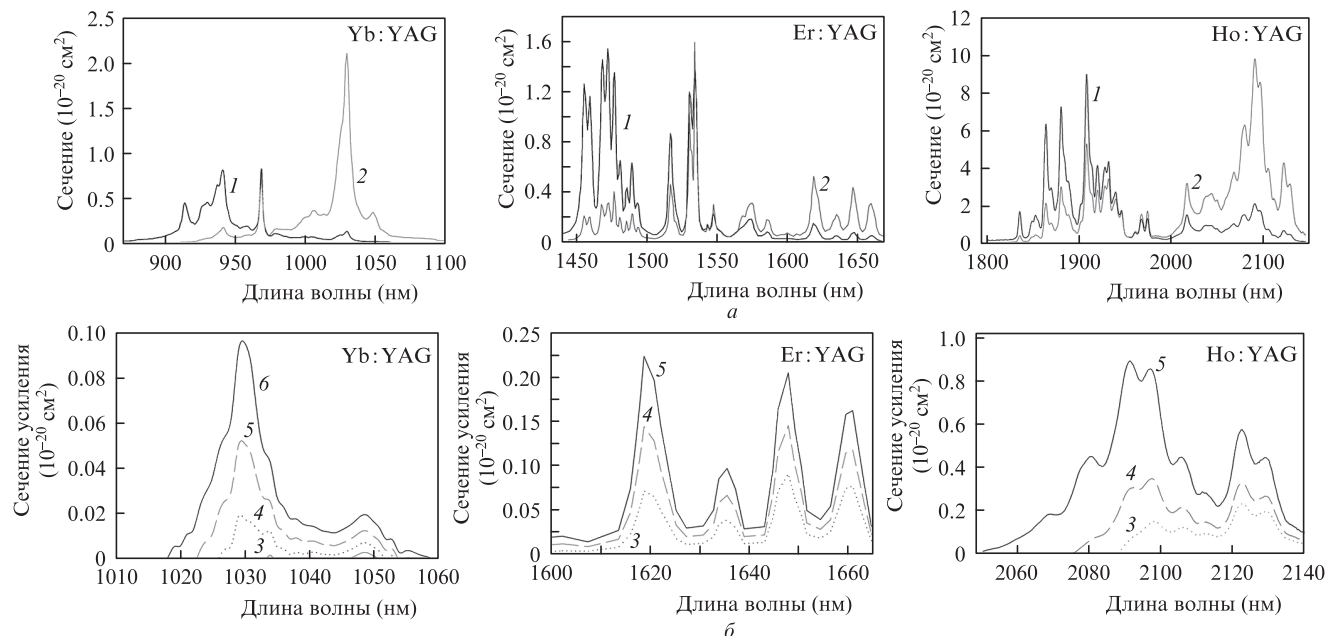


Рис.1. Спектры сечений поглощения (1) и люминесценции (2) в кристаллах Yb:YAG, Er:YAG, Ho:YAG [9, 11–15] (а); б – спектры сечений усиления в АЭ из Yb:YAG при $n_2 = 0.053$ (3), 0.065 (4), 0.08 (5), 0.1 (6); в АЭ из Er:YAG при $n_2 = 0.32$ (3), 0.437 (4), 0.45 (5); в АЭ из Ho:YAG при $n_2 = 0.18$ (3), 0.20 (4) и 0.25 (5).

Табл.1. Спектроскопические параметры лазерных переходов.

Параметр	Yb:YAG		Er:YAG		Ho:YAG	
	λ_1 (1030 нм)	λ_2 (1049 нм)	λ_1 (1617 нм)	λ_2 (1645 нм)	λ_1 (2090 нм)	λ_2 (2121 нм)
σ_e (10 ⁻²⁰ см ²)	2.11	0.34	0.52	0.43	0.981	0.427
σ_a (10 ⁻²⁰ см ²)	0.13	0.02	0.14	0.07	0.17	0.13
$\xi_0 = \sigma_a/(\sigma_e + \sigma_a)$	0.06	0.05	0.21	0.14	0.17	0.13
n_{cr}	0.06		0.44		0.20	

го переключения длины волны генерации между 1645 и 1617 нм необходимо, чтобы на моменты достижения порога генерации значение инверсии было то больше, то меньше критического. Критическое значение зависит от соотношения, определяемого сечениями усиления и люминесценции на разных длинах волн:

$$n_{cr} = \frac{\sigma_a(\lambda_1) - \sigma_a(\lambda_2)}{[\sigma_e(\lambda_1) + \sigma_a(\lambda_1)] - [\sigma_e(\lambda_2) + \sigma_a(\lambda_2)]}. \quad (2)$$

Спектроскопические параметры рассмотренных лазерных переходов приведены в табл.1.

3. Модель работы лазера

Для анализа работы лазера с пассивной модуляцией добротности воспользуемся точечной моделью, которая, начиная с 1960-х годов, хорошо себя зарекомендовала при описании непрерывного режима генерации и режима модуляции добротности [6].

Данная модель может описываться следующей системой линейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{N}_2 = I_p(\sigma_{ap}N_1 - \sigma_{ep}N_2) + I_{01}(\sigma_{a01}N_1 - \sigma_{e01}N_2) + I_{02}(\sigma_{a01}N_1 - \sigma_{e02}N_2) - \frac{N_2}{\tau_n}, \\ \dot{M}_2 = \sigma_{am}(M_0 - M_2)(I_{01} + I_{02})\left(\frac{S_a}{S_m}\right) - \frac{M_2}{\tau_m}, \\ \dot{I}_{01} = \frac{I_{01}}{t_{rt}}[(\sigma_{e01}N_2 - \sigma_{a02}N_1)2l_n - 2M_1l_m\sigma_{am} - L_{cav}], \\ \dot{I}_{02} = \frac{I_{02}}{t_{rt}}[(\sigma_{e02}N_2 - \sigma_{a02}N_1)2l_n - 2M_1l_m\sigma_{am} - L_{cav}]. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь I_0 , I_p – усредненные плотности потока фотонов генерации и накачки в АЭ соответственно; N_1 , N_2 – усредненные концентрации в АЭ основного и возбужденного состояний соответственно; N_0 – полная концентрация лазерных центров в АЭ; M_1 , M_2 – усредненные концентрации в пассивном модуляторе добротности в основном и возбужденном состояниях соответственно; $M_0 = M_1 + M_2$ – полная концентрация.

Первое уравнение описывает процессы изменения инверсии в АЭ. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает процессы возбуждения и стимулированного сброса возбуждения под действием накачки (σ_{ap} , σ_{ep} – сечения поглощения и люминесценции на длине волны накачки соответственно). Второе и третье слагаемые описывают аналогичные процессы под действием излучения с интенсивностями I_{01} , I_{02} на длинах волн генерации λ_1 и λ_2 ($\sigma_{a0(1,2)}$, $\sigma_{e0(1,2)}$ – сечения поглощения и люминесценции на длинах волн генерации). Последний член в правой части уравнения описывает процессы релаксации из возбужденного состояния со временем жизни возбужденного состояния τ_n .

Второе уравнение описывает аналогичные процессы в пассивном затворе. Здесь σ_{am} – сечение поглощения на длине волны генерации в пассивном затворе (одинаковое на λ_1 и λ_2); τ_m – время жизни возбужденного состояния в пассивном модуляторе. В рассматриваемой модели мы исключили влияние излучения накачки на процессы, происходящие в пассивном затворе, а кроме того, пренебрегли процессами усиления излучения в нем.

Последние два уравнения описывают динамику интенсивности внутрирезонаторной генерации. Здесь t_{rt} –

время прохода резонатора; l_n – длина АЭ; l_m – длина пассивного затвора; $L_{cav} = -\ln(R) + \gamma_p$ – общие потери резонатора, одинаковые на λ_1 и λ_2 ; R – коэффициент отражения выходного зеркала лазерного резонатора; γ_p – декремент затухания вследствие пассивных потерь в резонаторе за один проход. Точное решение уравнений требует численного расчета, однако многие важные особенности работы, необходимые для создания режима генерации с периодическим переключением длины волны лазера, могут быть получены на основе качественного рассмотрения поведения системы.

4. Этап накопления инверсии в резонаторе до порогового значения

В лазере с пассивным модулятором добротности и непрерывной накачкой генерация происходит в виде периодически повторяющихся импульсов. Рассмотрим временной отрезок развития инверсии населенности после генерации импульса ($t = 0$). Импульс генерации приводит к сбросу инверсии в АЭ до некоторого минимального значения $N_{2min} \neq 0$ и к просветлению пассивного затвора ($M_2 = 1$). После этого в результате накачки инверсия растет от N_{2min} до порогового значения n_{2th} , при котором начинается развитие следующего импульса генерации. На всем этом этапе I_{01} , $I_{02} = 0$, поэтому в первом уравнении системы (3) будут отсутствовать члены, содержащие интенсивность генерируемого излучения в резонаторе. Решением получающегося уравнения будет следующая зависимость:

$$n_2 = \left(\frac{j_p}{j_p + 1} \xi_p\right) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{n_{2min}}{[j_p/(j_p + 1)] \xi_p} \right] \exp\left(-t \frac{j_p + 1}{\tau_n}\right) \right\}. \quad (4)$$

Здесь $j_p = I_p/(\sigma_a + \sigma_{ep})\tau_n$ – интенсивность накачки (в безразмерных единицах); $\xi_p = \sigma_{ap}/(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})$ – спектроскопический параметр, определяющий соотношение между сечениями поглощения и люминесценции на длине волны накачки. На рис.2 линиями 1 и 2 показан рост инверсии населенности под действием накачки (при $j_p = 5$, $\xi_p = 1$) в зависимости от разных начальных значений n_{2min} .

Рост инверсии в АЭ будет продолжаться до тех пор, пока она не достигнет порогового значения, при котором начнет развиваться генерация. Пороговое значение инверсии n_{2th} в АЭ определяется условием, согласно которому усиление излучения на длине волны генерации за один обход равно полным потерям в резонаторе. Из третьего и четвертого уравнений системы (3) данное условие может быть выражено следующим образом:

$$n_{2th} = \xi_0 \left[1 - \frac{L_{cav} - 2 \ln(T_m)(1 - m_2)}{2 \ln(T_0)} \right]. \quad (5)$$

Здесь $T_m = \exp(-\sigma_{am}l_m M_0)$ – начальное пропускание пассивного затвора на длине волны генерации; $m_2 = m_2/m_0$ – относительная концентрация активных центров в возбужденном состоянии в пассивном затворе; $\xi_0 = \sigma_{a0}/(\sigma_{a0} + \sigma_{e0})$ и $T_0 = \exp(-N_0\sigma_{a0}l_n)$ – спектроскопические характеристики АЭ на длине волны генерации.

После окончания импульса генерации инверсия в пассивном модуляторе добротности (m_2) будет затухать по экспоненциальному закону, который может быть получен из второго уравнения системы (3):

$$m_2 = \exp(-t/\tau_m). \quad (6)$$

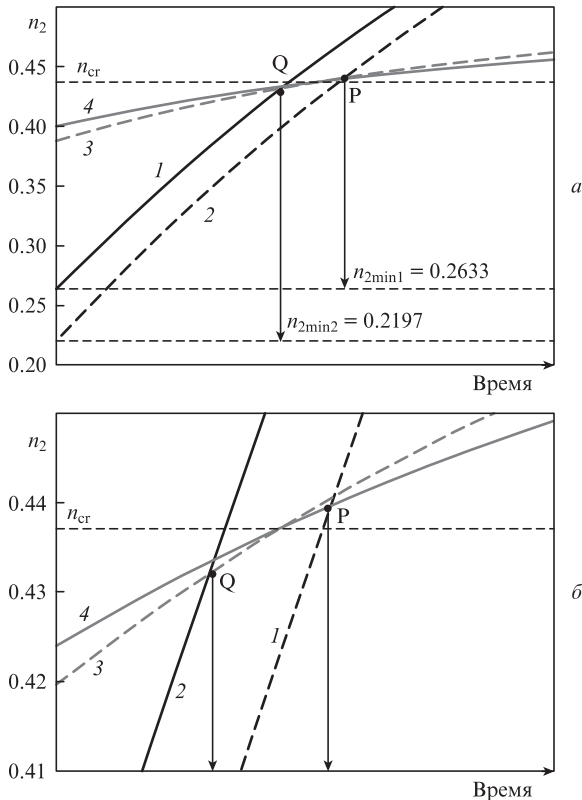


Рис.2. Временные зависимости инверсии в АЭ (1, 2) и пороговые значения инверсии (3, 4) для λ_1 и λ_2 соответственно (а); б – область пороговых значений инверсии (рис.2,а) в увеличенном масштабе.

Зависимости пороговой инверсии системы от времени для λ_1 и λ_2 представлены на рис.2 линиями 3 и 4. В этих расчетах были использованы спектроскопические параметры АЭ на основе Er:YAG ($\xi_{01} = 0.21, \xi_{02} = 0.14$) и пассивного затвора на основе Co:ZnSe. Начальное пропускание импульса $T_{02} = 0.75$, начальное пропускание затвора $T_m = 0.8, R = 55\%$. Как видно из рис.2, если пороговая инверсия $n_{2th} < n_{cr} = 0.437$, то порог достигается на длине волны λ_2 , а если $n_{2th} > n_{cr}$, то пороговое значение достигается на λ_1 . Кроме того, из рисунка видно, что при возрастании инверсии от минимального значения n_{2min2} порог достигается на длине волны генерации λ_1 (точка Р), тогда как при возрастании инверсии от минимального значения n_{2min1} – на λ_2 (точка Q); потери в резонаторе и интенсивности накачки при этом одинаковы.

Из приведенного анализа следует, что для реализации режима генерации с автоматическим переключением между λ_1 и λ_2 необходимо подобрать параметры резонатора таким образом, чтобы в результате генерации на λ_2 инверсия из точки Р уменьшилась до n_{2min1} , а в результате генерации на λ_1 инверсия из точки Q уменьшилась до n_{2min2} .

5. Численный расчет периодического режима генерации импульсов

Моделью для численного расчета служил Er:YAG-лазер с генерацией на $\lambda_1 = 1617$ нм и $\lambda_2 = 1645$ нм. В расчетах использовался кристалл Er:YAG длиной 3 см с атомной концентрацией эрбия 0.655%. В качестве пассивного затвора использовался кристалл Co:ZnSe с начальным пропусканием 85% на обеих длинах волн. Отношение площади лазерной моды в АЭ к площади моды в пассивном затворе равнялось 10. Длина резонатора составляла 15 см,

коэффициент отражения выходного зеркала на обеих длинах волн генерации $R = 57\%$. Источником накачки служило непрерывное излучение на $\lambda_p = 1.46$ мкм с интенсивностью $I_p = 7.2$ кВт/см². Для численного моделирования мы использовали открытое программное обеспечение R.

Численное решение показало, что с данными параметрами, независимо от начальных значений параметров n_2 и m_2 , система выходит на режим генерации с двумя длинами волн. Из рис.3,а видно, что локальные максимумы инверсии населенности чередуются от импульса к импульсу, при этом одно из максимальных значений выше n_{cr} , а другое – ниже. Это приводит к тому, что линия генерации переключается между $\lambda_1 = 1617$ нм и $\lambda_2 = 1645$ нм (рис.3,б,в). На рис.3,г показана динамика инверсии населенности в пассивном модуляторе добротности. Временные интервалы между импульсами T_1 и T_2 составляют 0.33 и 0.44 мс, средняя частота их следования равна 2.6 кГц. Отношение максимальных значений интенсивностей на двух длинах волн составляет 0.77.

Диапазон значений потерь на резонаторе, при которых наблюдается режим генерации с двумя длинами волн (в случае фиксированного начального пропускания за-

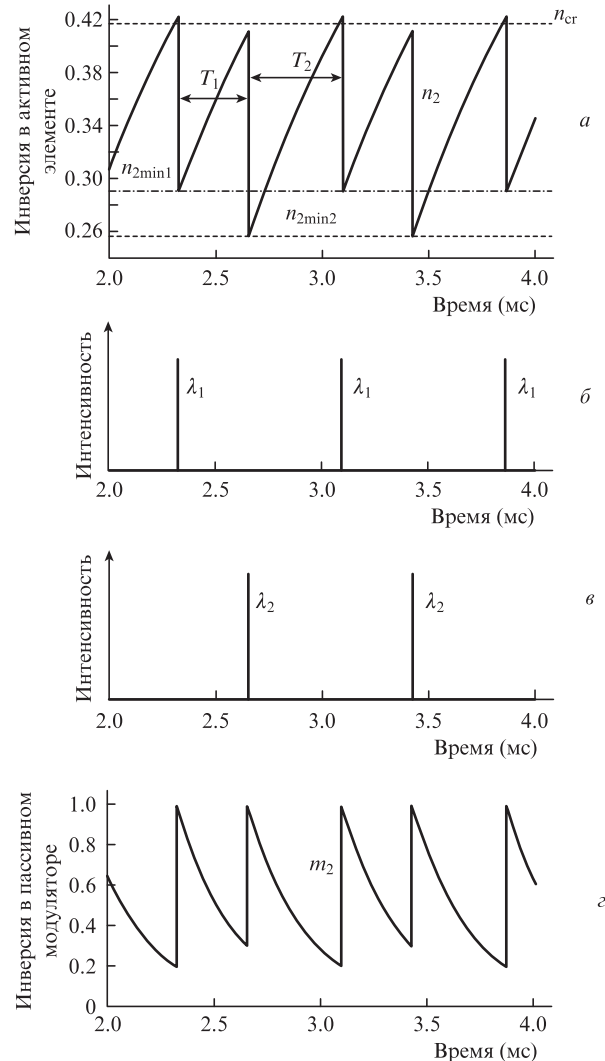


Рис.3. Режим генерации с переключением между двумя длинами волн после каждого импульса генерации: динамика инверсии в АЭ (а), интенсивность импульса генерации на $\lambda_1 = 1617$ нм (б) и на $\lambda_2 = 1645$ нм (в), а также динамика инверсии в пассивном модуляторе добротности (г).

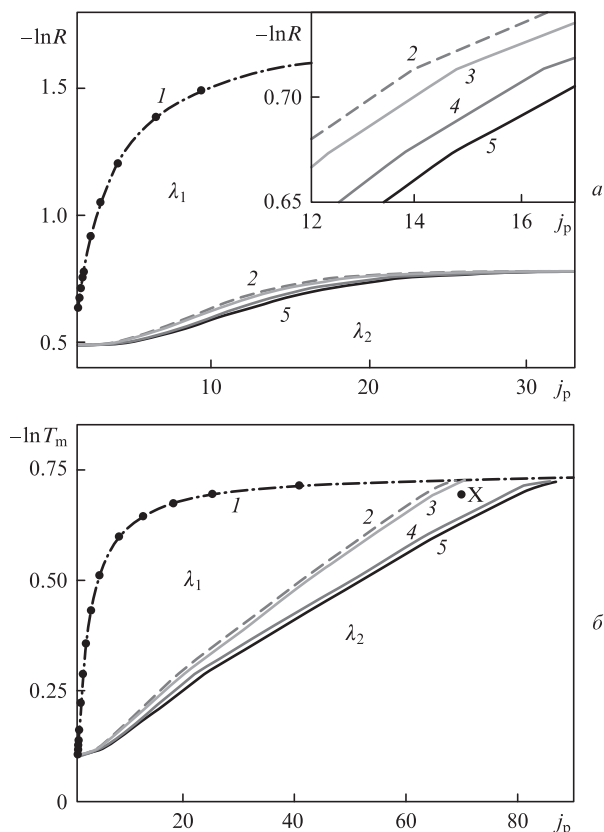


Рис.4. Области допустимых значений параметров накачки j_p и активных потерь $-\ln R$, при которых наблюдается режим генерации с переключающимися длинами волн λ_1 или λ_2 (на вставке – увеличенное изображение области $j_p = 14-16$) (а), а также области допустимых значений j_p и начального пропускания пассивного затвора $-\ln T_m$, при которых наблюдается такой же режим генерации в случае фиксированного значения $R = 55\%$; точка X соответствует $j_p = 70$, $T_m = 50\%$.

творя пассивного модулятора $T_m = 85\%$), представлен на рис.4,а (кривая 1) и соответствует максимальному пороговому значению потерь в резонаторе при заданном значении накачки. В области над кривой 1 параметры потерь в резонаторе и интенсивность накачки таковы, что лазерная генерация невозможна (слишком высоки потери). В области под кривой 1 и над кривой 2 лазер работает на длине волны генерации λ_1 . Область под кривой 5 соответствует значениям параметров потерь в резонаторе и интенсивности накачки, при которых лазер работает на длине волны генерации λ_2 .

Режим переключения генерации находится на рис.4 между кривыми 3 и 4 (см. вставку). При переходе от режима генерации на длине волны λ_1 (область между кривыми 1 и 2) или λ_2 (область под кривой 5) в режим генерации с переключением между λ_1 и λ_2 (область между кривыми 3 и 4) существуют области (между кривыми 2 и 3 и 4 и 5), в которых также наблюдается режим переключения генерации, но с периодами переключения, превышающими два расстояния между импульсами. Пример такого режима представлен на рис.5. Видно, что генерируется периодическая последовательность из трех импульсов (один – на длине волны λ_1 и два – на λ_2).

Из рис.4,а следует, что область, где можно получить режим переключения, довольно значительна и ограничена коэффициентами отражения R от 46% до 61% и интенсивностью накачки I_p от 4 до 27 кВт/см². Допустимое изменение интенсивности накачки в примере, приведенном на

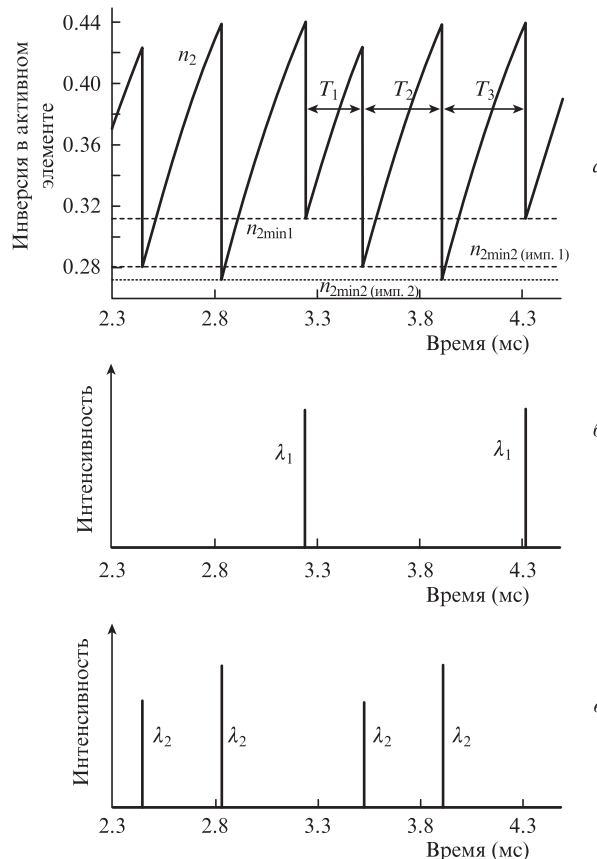


Рис.5. Режим генерации с переключением между λ_1 и λ_2 с периодом переключения, равным трем расстояниям между импульсами: динамика инверсии в АЭ (а) и интенсивности импульсов генерации на $\lambda_1 = 1617$ нм (б) и на $\lambda_2 = 1645$ нм (в).

рис.5, составляет $\sim 12\%$ (при $R = 57\%$), а допустимое изменение потерь в резонаторе равно 4% (при $I_p = 7.2$ кВт/см²).

Рассмотрим также влияние величины начального пропускания затвора пассивного модулятора (при фиксированном значении потерь в резонаторе $R = 55\%$). На рис.4,б показана зависимость интенсивности генерации при начальном пропускании, равном пороговому (кривая 1) и численный расчет той же зависимости (точки). Видно, что минимальное начальное пропускание пассивного затвора $\ln T_m = 0.73$, или $T_m \sim 48\%$. Кривые 1–5 на рис.4,б отделяют те же области, которые описаны на рис.4,а. Однако, в отличие от рис.4,а, область, соответствующая генерации с переключением длин волн (между кривыми 3 и 4), ограничивается начальным пропусканием пассивного затвора $T_m = 48\% - 88\%$ и интенсивностью накачки $I_p = 4 - 72$ кВт/см². Максимальное допустимое изменение интенсивности накачки в точке X составляет $\sim 18\%$ (при $T_m = 50\%$), а допустимое изменение потерь в резонаторе в этой точке равно $\sim 7\%$ (при $I_p = 63$ кВт/см²). Область значений параметров в районе точки X интересна для получения режима генерации с периодическим переключением длин волн тем, что в ней генерация либо отсутствует (слишком большие потери), либо происходит с периодическим переключением длин волн.

6. Выводы

В настоящей статье обсуждается возможность нового режима работы лазера с пассивным модулятором добротности при непрерывной накачке. На основе численных

расчетов показано, что в таком режиме работы лазера длина волны генерации будет автоматически переключаться после каждого импульса между двумя длинами волн без изменения параметров резонатора. На примере Er:YAG-лазера с пассивным модулятором добротности на Co:ZnSe найдены расчетные параметры, позволяющие добиться такого режима. При длине резонатора 15 см, длине АЭ 3 см, атомной концентрации Er 0.655%, начальном пропускании пассивного затвора 85%, отношении площади мод в АЭ к площади лазерной моды в пассивном затворе, равном 10, и коэффициенте отражения выходного зеркала $R = 57\%$ данный режим наблюдается при $\lambda_p = 1.46$ мкм и интенсивности накачки $I_p = 7.2$ кВт/см². Допустимое изменение каждого из параметров (интенсивности накачки, коэффициента отражения выходного зеркала и начального пропускания пассивного затвора), при котором сохраняется режим чередования импульсов, составляет 12%.

1. Liu Y., Oliveira P.C., Danailov M.B., Rios Leite J.R. *Phys. Rev. A*, **50**, 3464 (1994).
2. Park J.-D., McKay A., Dawes J.M. *Opt. Express*, **17**, 6053 (2009).
3. Dong J., Ueda K., Yang P. *Opt. Express*, **17**, 16980 (2009).
4. Dong J., Li J., Huang S., Shirakawa A., Ueda K. *Opt. Commun.*, **256**, 158 (2005).
5. Shahruz S.M. *Phys. D: Nonlin. Phenom.*, **142**, 291 (2000).
6. Siegman A.E. *Lasers* (Sausalito, Cal: Univ. Sci. Books, 1986, p. 1283).
7. Dong J., Shirakawa A., Ueda K. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 109 (2007).
8. Taira T., Tulloch W.M., Byer R.L. *Appl. Opt.*, **36**, 1867 (1997).
9. Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2619 (1992).
10. Shen D.Y., Sahu J.K., Clarkson W.A. *Opt. Lett.*, **31**, 754 (2006).
11. Setzler S.D., Francis M.P., Young Y.E., Konves J.R., Chicklis E.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 645 (2005).
12. Beach R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1606 (1995).
13. Nabors C.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2896 (1994).
14. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2692 (1992).
15. Beil K., Friedrich-Thornton Susanne T., Tellkamp F., Peters R., Kränkel C., Petermann K., Huber G. *Opt. Express*, **18**, 20712 (2010).