

Сравнительный анализ использования различных твердотельных лазерных сред для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации в петлевом лазерном резонаторе

С.Н.Сметанин

На основе обобщенной теории проведен сравнительный анализ использования различных четырехуровневых и квазитрехуровневых сред для самовозбуждения лазерной генерации с ОВФ при вырожденном четырехволновом смещении непосредственно в лазерной среде, размещенной в петлевом резонаторе. Показано, что квазитрехуровневые среды могут конкурировать с четырехуровневыми при большом времени жизни верхнего лазерного уровня и повышенной интенсивности излучения накачки. Среди представляющих интерес твердотельных лазерных сред выделены самые перспективные для четырехволновой ОВФ-генерации среды, имеющие наибольшую запасенную энергию при заданной интенсивности накачки. При этом кроме неодимовых кристаллов, которые уже активно используются для четырехволновой ОВФ-генерации, перспективными являются четырехуровневые среды, активированные ионами хрома, например александрит и Cr:LiCAF, а также квазитрехуровневые среды с наиболее долгоживущим верхним лазерным уровнем, такие как Yb:YAG и Tm, Ho:YAG, при высокоинтенсивной накачке.

Ключевые слова: четырехуровневые и квазитрехуровневые среды, четырехволновая ОВФ-генерация, решетка коэффициента усиления.

1. Введение

В настоящее время все больший интерес вызывает изучение дифракционно-связанной лазерной генерации, при которой твердотельная лазерная среда является не только усилителем лазерного излучения, но и элементом оптической связи при четырехволновом обращении волнового фронта (ОВФ) [1–21]. Это позволяет разрабатывать адаптивные лазерные системы на самонакачивающихся ОВФ-зеркалах [1–14], а также обеспечивает когерентное сложение излучения наборов таких лазеров [15–21].

Самовозбуждение лазера с самонакачивающимся ОВФ-зеркалом за счет положительной обратной связи при вырожденном четырехволновом смещении (ВЧВС) впервые обсуждалось в [1, 22, 23] и было осуществлено в [22]. Лазерная генерация в петлевом резонаторе на самонакачивающемся четырехволновом ОВФ-зеркале непосредственно в лазерной среде была впервые реализована в лазере на парах меди [24]. В работе [2] для такого лазерного ОВФ-генератора впервые использовались твердотельные лазерные среды на редкоземельных ионах – лазерные кристаллы Nd:YAG, Nd:KGW, Nd,Cr:GSGG с ламповой накачкой, а в работе [5] впервые применялась твердотельная лазерная среда на ионах группы железа – титансапфир с лазерной накачкой.

Осуществление четырехволновой дифракционной связи непосредственно в лазерной среде требует повышения ее коэффициента усиления, что может быть реализовано при увеличении интенсивности накачки, например при узкополосной диодной накачке, фокусируемой в актив-

ную лазерную среду [6, 10, 11, 13]. В работе [6] для возбуждения лазерного кристалла Nd:YAG длиной $L = 0.5$ см в схеме ОВФ-лазера использовалась продольная накачка матрицей лазерных диодов мощностью порядка киловатта. Излучение накачки фокусировалось в малое пятно размером 1.5×1.5 мм. Это обеспечивало увеличение интенсивности накачки до 35 кВт/см². Однако интенсивность накачки уменьшалась с ростом глубины ее проникновения в активный элемент (АЭ) из-за поглощения и расходимости излучения накачки, и усиление слабого сигнала за два прохода через АЭ не превышало 20 [6], поэтому в схеме лазера с петлевым самонакачивающимся ОВФ-резонатором применялись три таких АЭ. В работах [10, 13] использовалась поперечная накачка типа bounce geometry (геометрия отскока) [25] диодными линейками мощностью 50 или 100 Вт, излучение которых фокусировалось цилиндрической линзой в узкую линию (0.1×15 мм) вдоль АЭ длиной $L = 1.5$ см. Это повышало интенсивность накачки до $4\text{--}7$ кВт/см² по всей длине АЭ, что обеспечивало сверхвысокое (более 10^4) усиление слабого сигнала за один проход через АЭ Nd:YVO₄ [10, 13] при скользящем полном внутреннем отражении усиливаемого лазерного излучения от грани, через которую осуществляется накачка активной среды. При таком волноводном распространении форма волнового фронта лазерного излучения сохраняется, несмотря на наличие искажений твердотельной среды, что впервые было показано в работе [26]. Выбор кристалла Nd:YVO₄ в качестве активной среды обусловлен его наилучшими усилительными свойствами (эффективное сечение усиления $\sigma_{em}(\omega_L) = 15.6 \times 10^{-19}$ см² [27]) по сравнению с другими неодимовыми средами. Это позволило уменьшить количество лазерных кристаллов в схеме ОВФ-лазера до одного.

В работе [11] поперечная диодная накачка типа bounce geometry была использована для ОВФ-лазера на кристалле Nd:YAG. При этом из-за не столь хороших усилитель-

С.Н.Сметанин. Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ssmetanin@bk.ru

Поступила в редакцию 19 июля 2012 г., после доработки – 3 октября 2012 г.

ных свойств кристалла Nd:YAG ($\sigma_{em}(\omega_L) = 2.8 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ [27]) применялась диодная линейка с большой мощностью – до 300 Вт. Излучение накачки фокусировалось в пятно размером $0.1 \times 10 \text{ мм}$, что соответствовало интенсивности накачки $I_p \approx 30 \text{ кВт/см}^2$ на всей длине АЭ ($L = 1 \text{ см}$) и обеспечивало сверхвысокое лазерное усиление за один проход через АЭ Nd:YAG, такое же как в кристаллах Nd:YVO₄ в [10, 13], и возможность использования только одного лазерного кристалла в схеме ОВФ-лазера. В работах [14, 28] для ОВФ-лазера применялась высокомогущая поперечная диодная накачка длинного ($L = 10 \text{ см}$) лазерного кристалла Nd:YAG шестью диодными матрицами с суммарной мощностью 12.6 кВт без фокусировки. Излучение накачки было распределено по всей длине лазерного кристалла, что обеспечивало высокий коэффициент лазерного усиления и позволяло использовать также только один лазерный кристалл в схеме ОВФ-лазера.

Реализация высокоинтенсивной диодной накачки расширяет круг лазерных сред, пригодных для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации, и позволяет применять не только четырехуровневые, но и квазитрехуровневые лазерные среды, что требует детального анализа.

В данной работе проведен сравнительный анализ использования различных четырехуровневых и квазитрехуровневых лазерных сред для самовозбуждения ОВФ-генерации при ВЧВС непосредственно в лазерной среде, размещенной в петлевом резонаторе, при повышенной интенсивности накачки.

2. Теоретическое описание решеток насыщения коэффициента усиления в квазитрехуровневых и четырехуровневых твердотельных лазерных средах

Как показали исследования, проведенные в работах [29, 30], основным механизмом формирования ОВФ-зеркала в лазерных средах является запись голографических решеток насыщения коэффициента усиления. Такие решетки формируются пространственным выгоранием «дыр» локальной инверсии населенности при взаимодействии двух или более интерферирующих когерентных пучков.

В ряде случаев заметные вклады могут давать другие механизмы, например запись решеток показателя преломления. Тепловые изменения показателя преломления лазерной среды [31–33] оказываются не столь существенными, но его электронные изменения могут быть заметными при отстройке лазерной частоты от центра линии усиления. В случае лазерной генерации вблизи центра линии также могут наблюдаться электронные изменения показателя преломления, обусловленные различием поляризуемостей лазерных уровней и нарастающие с увеличением инверсии населенности, но согласно [32] для Nd:YAG при коэффициенте усиления менее 0.4 см^{-1} мнимая часть нелинейной восприимчивости в два и более раз превышает действительную, поэтому электронные изменения показателя преломления не играют решающей роли во внутрирезонаторном процессе ВЧВС. Как показано в [33], электронные изменения показателя преломления в квазитрехуровневой среде Yb:YAG при интенсивной диодной накачке могут быть столь же сильными, как при записи решеток насыщения усиления. Однако нужно отметить, что на начальном этапе развития лазерной генерации,

когда коэффициент усиления еще не успел приобрести высокого значения под действием накачки, для любых лазерных сред можно ограничиться рассмотрением формирования только решеток усиления. Это облегчает сравнительный анализ использования различных лазерных сред для ОВФ-генерации при самонакачивающемся ВЧВС.

Для проведения такого анализа необходимо построить обобщенную теорию, применимую как для квазитрехуровневых, так и для четырехуровневых лазерных сред. Коэффициент усиления лазерной среды определяется согласно выражению [34]

$$\alpha = \sigma_{em}(\lambda_L) N_2 - \sigma_{abs}(\lambda_L) N_1, \quad (1)$$

где $\sigma_{em}(\lambda_L)$ – эффективное сечение усиления на длине волны лазерного излучения λ_L ; $\sigma_{abs}(\lambda_L)$ – эффективное сечение поглощения на этой длине волны; $N_{1,2}$ – населенности нижнего и верхнего лазерных мультиплетов соответственно. Заметим, что $\sigma_{em}(\lambda_L)$ и $\sigma_{abs}(\lambda_L)$ – не спектроскопические сечения для переходов между определенными энергетическими уровнями, а величины, описывающие переходы на произвольных длинах волн между двумя мультиплетами и зависящие от распределения населенностей внутри каждого мультиплета. Как отмечено в работе [35], преимущество такого описания состоит в том, что значения эффективных сечений могут быть получены непосредственно из измеренных спектров поглощения при заданной температуре без каких-либо дополнительных расчетов, учитывающих больцмановскую статистику распределения населенностей, и данная модель полностью эквивалентна описанию, в котором рассматриваются только переходы между определенными энергетическими уровнями.

Населенность верхнего лазерного мультиплета N_2 можно определить с помощью скоростного уравнения [34]

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = [\sigma_{abs}(\lambda_p) N_1 - \sigma_{em}(\lambda_p) N_2] \frac{I_p}{\hbar \omega_p} - [\sigma_{em}(\lambda_L) N_2 - \sigma_{abs}(\lambda_L) N_1] \frac{I_L}{\hbar \omega_L} - \frac{N_2}{\tau}, \quad (2)$$

где I_p , I_L и $\hbar \omega_p$, $\hbar \omega_L$ – интенсивности и энергии фотона излучения накачки и лазерного излучения соответственно; τ – время жизни верхнего лазерного уровня; $\sigma_{em,abs}(\lambda_p)$ – эффективные сечения вынужденного излучения (em) и поглощения (abs) на длине волны λ_p излучения накачки. Населенность нижнего лазерного мультиплета для квазитрехуровневой среды можно определить как $N_1 = N_{ions} - N_2$, где N_{ions} – концентрация активных ионов в твердотельной лазерной среде.

Выражения (1) и (2) могут быть использованы также для четырехуровневых лазерных сред как частный случай при $\sigma_{abs}(\lambda_L) = \sigma_{em}(\lambda_p) = 0$. В спектроскопической трактовке четырехуровневая лазерная среда имеет неперекрывающиеся линии поглощения и люминесценции, поэтому $\sigma_{abs}(\lambda_L) = \sigma_{em}(\lambda_p) = 0$, а для квазитрехуровневой среды данные линии частично перекрываются, поэтому $\sigma_{abs}(\lambda_L)$ и $\sigma_{em}(\lambda_p)$ оказываются больше нуля. Для удобства проведения сравнительного анализа введем параметры квазитрехуровневой среды

$$f_p = \frac{\sigma_{em}(\lambda_p)}{\sigma_{abs}(\lambda_p)}, \quad f_L = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_L)}{\sigma_{em}(\lambda_L)}, \quad (3)$$

имеющие смысл относительных эффективностей вынужденного излучения на длине волны накачки (f_p) и поглощения на длине волны лазерного излучения (f_L). Для четырехуровневой среды $f_{p,L} = 0$, а для квазитрехуровневой среды $f_{p,L} > 0$.

Для излучения накачки с конечной шириной линии интенсивность накачки I_p в выражении (2) определяется следующим образом:

$$I_p = I_p^{\text{int}} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\text{abs}}(\omega_p) g_p(\omega_p) d\omega_p \approx I_p^{\text{int}} \frac{\Delta\omega_{\text{abs}}}{\Delta\omega_{\text{abs}} + \Delta\omega_p}, \quad (4)$$

где I_p^{int} – интегральная (по спектру) интенсивность излучения накачки, которая в выражении (4) умножается на интеграл перекрытия спектральных линий поглощения лазерной среды и излучения накачки с форм-факторами $g_{\text{abs}}(\omega_p)$ и $g_p(\omega_p)$ соответственно ($g_{\text{abs}}(\omega_p)$ нормирована на единичную высоту, а $g_p(\omega_p)$ – на единичную площадь). Приближенное равенство в выражении (4) соответствует случаю лоренцевских форм совмещенных линий поглощения среды и излучения накачки, где $\Delta\omega_{\text{abs}}$ и $\Delta\omega_p$ – ширины данных линий на полувысоте.

В отсутствие лазерного излучения ($I_L = 0$) и при непрерывном действии накачки ($I_p = \text{const}$) в течение времени t уравнение (2) при начальном условии $N_2(0) = 0$ имеет решение

$$N_2(t) = N_2^{\infty} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau}(1 + i_p(1 + f_p))\right] \right\}, \quad (5)$$

где $i_p = I_p/I_p^{\text{sat}}$ – уровень накачки;

$$I_p^{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_p}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)\tau} \quad (6)$$

– интенсивность насыщения поглощения излучения накачки;

$$N_2^{\infty} = N_{\text{ions}} \frac{i_p}{1 + i_p(1 + f_p)} \quad (7)$$

– максимальная населенность верхнего лазерного мультиплета при $t \rightarrow \infty$. При этом из (1) получаем выражение для коэффициента ненасыщенного усиления лазерной среды:

$$\alpha_0(t) = \sigma_{\text{em}}(\lambda_L) N_{\text{ions}} \left[(1 + f_L) \frac{i_p}{1 + i_p(1 + f_p)} \times \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau}(1 + i_p(1 + f_p))\right] \right\} - f_L \right]. \quad (8)$$

При времени накачки $t \rightarrow \infty$ множитель в фигурных скобках стремится к единице, и тогда предельный коэффициент ненасыщенного лазерного усиления

$$\alpha_0^{\infty} = \sigma_{\text{em}}(\lambda_L) N_{\text{ions}} \left[(1 + f_L) \frac{i_p}{1 + i_p(1 + f_p)} - f_L \right]. \quad (9)$$

Отметим, что в квазитрехуровневой среде из-за поглощения на длине волны лазерного излучения ($f_L > 0$) коэффициент усиления $\alpha_0(t)$ (8) становится положительным только при $t > t_0$, где

$$t_0 = \frac{-\tau}{1 + i_p(1 + f_p)} \ln \frac{1 - f_L f_p - f_L i_p^{-1}}{1 + f_L} \quad (10)$$

– минимальная необходимая длительность накачки.

Также нужно определить длительность накачки t_p , достаточную для увеличения коэффициента ненасыщенного усиления до заданного уровня p ($0 < p < 1$) относительно максимального значения α_0^{∞} (9), т. е. $\alpha_0(t_p) = p\alpha_0^{\infty}$:

$$t_p = \frac{-\tau}{1 + i_p(1 + f_p)} \ln \left[(1 - p) \frac{1 - f_L f_p - f_L i_p^{-1}}{1 + f_L} \right]. \quad (11)$$

Отметим, что для четырехуровневых сред ($f_{p,L} = 0$) из (10) имеем $t_0 = 0$, а t_p (11) при одном и том же i_p будет меньше, чем для квазитрехуровневых сред, т. к. абсолютная величина логарифма в (11) возрастает при увеличении $f_{p,L}$. Также следует отметить, что для квазитрехуровневых сред существует минимальный уровень непрерывной накачки (при $t \rightarrow \infty$)

$$i_p^{\text{min}} = \frac{f_L}{1 - f_L f_p}, \quad (12)$$

обеспечивающий $\alpha_0^{\infty} = 0$ и увеличивающийся с ростом f_L и f_p .

Теперь для теоретического описания записи решеток усиления в лазерной среде необходимо учесть насыщение усиления под действием лазерного излучения ($I_L \neq 0$). Нас интересует случай записи затравочной решетки усиления собственным слабым затравочным лазерным излучением самонакачивающегося ОВФ-генератора в условиях преодоления порога самовозбуждения лазерной генерации. При этом затравочное излучение можно считать непрерывным ($I_L = \text{const}$).

Уравнение (2) при $I_{p,L} = \text{const}$ и начальном условии $N_2(0) = 0$ имеет решение

$$N_2(t) = N_{\text{ions}} \frac{i_p + f_L i_L}{1 + i_p(1 + f_p) + i_L(1 + f_L)} \times \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau}(1 + i_p(1 + f_p) + i_L(1 + f_L))\right] \right\}, \quad (13)$$

где $i_L = I_L/I_L^{\text{sat}}$ – уровень интенсивности лазерного излучения;

$$I_L^{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_L}{\sigma_{\text{em}}(\lambda_L)\tau} \quad (14)$$

– интенсивность насыщения усиления лазерного излучения. Тогда из (1) получаем выражение для коэффициента усиления:

$$\alpha = \sigma_{\text{em}}(\lambda_L) N_{\text{ions}} \left[(1 + f_L) \frac{i_p + f_L i_L}{1 + i_p(1 + f_p) + i_L(1 + f_L)} \times \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau}(1 + i_p(1 + f_p) + i_L(1 + f_L))\right] \right\} - f_L \right]. \quad (15)$$

Разложив в ряд Тейлора выражение (15) и оставив только два первых слагаемых, получим

$$\alpha \approx \alpha_0 - \alpha_0 \frac{1 + f_L}{1 + i_p(1 + f_p)} \frac{I_L}{I_L^{\text{sat}}}, \quad (16)$$

где α_0 задается выражением (8).

Интенсивность затравочного лазерного излучения при ВЧВС определяется как результат интерференции четырех лазерных пучков [34]:

$$I_L = I_0 + I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_3} \gamma \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_{13}} + \varphi_{13}\right) + 2\sqrt{I_2 I_3} \gamma \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{23}} + \varphi_{23}\right), \quad (17)$$

где Λ_{13} и Λ_{23} – периоды решеток интерференции пары волн с интенсивностями I_1 и I_3 и пары волн с интенсивностями I_2 и I_3 соответственно (решетки ориентированы вдоль ортогональных осей z и x); φ_{13} и φ_{23} – начальные фазы соответствующих решеток интерференции; γ – степень когерентности лазерных пучков, которую примем равной единице, т. к. синхронизм ВЧВС на решетках усиления [8, 36] выполняется для когерентного затравочного излучения. В выражении (17) мы не учитываем решетки, записанные встречными волнами, поскольку они не дают вклада в дифракционную эффективность ВЧВС при локальном отклике среды [37]. Также в (17) мы не учитываем слабые решетки, записанные с участием самой слабой волны с интенсивностью I_0 , являющейся ОВФ-волной, т. к. обычно она специально не подается на вход ОВФ-среды, а генерируется в результате ВЧВС [38], и ее интенсивность на входе среды соответствует уровню спонтанного шума. При этом подстановка (17) в (16) дает выражение для коэффициента усиления с гармонической модуляцией:

$$\alpha \approx \alpha_0 - \beta_{13} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_{13}} + \varphi_{13}\right) - \beta_{23} \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_{23}} + \varphi_{23}\right), \quad (18)$$

где амплитуды модуляции коэффициента усиления

$$\beta_{ij} = \alpha_0 \frac{1 + f_L}{1 + i_p(1 + f_p)} \frac{2\sqrt{I_i I_j}}{I_L^{\text{sat}}}. \quad (19)$$

Дифракционная эффективность решетки усиления находится по формуле [9, 25]

$$\eta \approx G_0(bL)^2, \quad (20)$$

где $G_0 = \exp(\alpha_0 L)$ – усиление слабого сигнала за один проход через лазерную среду; L – длина лазерной среды; b – коэффициент ВЧВС-связи, который можно определить как $b = \beta_{ij}/4$ [36, 39]. Тогда для дифракционной эффективности затравочной ij -й решетки усиления получим выражение

$$\eta_{ij} \approx \frac{1}{4} G_0(\alpha_0 L)^2 \left[\frac{1 + f_L}{1 + i_p(1 + f_p)} \right]^2 \frac{I_i I_j}{(I_L^{\text{sat}})^2}, \quad (21)$$

где интенсивности записывающих волн I_i и I_j зависят от интенсивности затравочного излучения I_0 и от схемы петлевого самонакачивающегося ОВФ-резонатора.

3. Порог самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации в петлевом лазерном резонаторе с самонакачивающимся ОВФ-зеркалом на решетках усиления

На рис.1 представлены оптические схемы исследованных петлевых самонакачивающихся ОВФ-резонаторов с одним (схема 1) и двумя (схемы 2 и 3) АЭ, где дополнительный АЭ

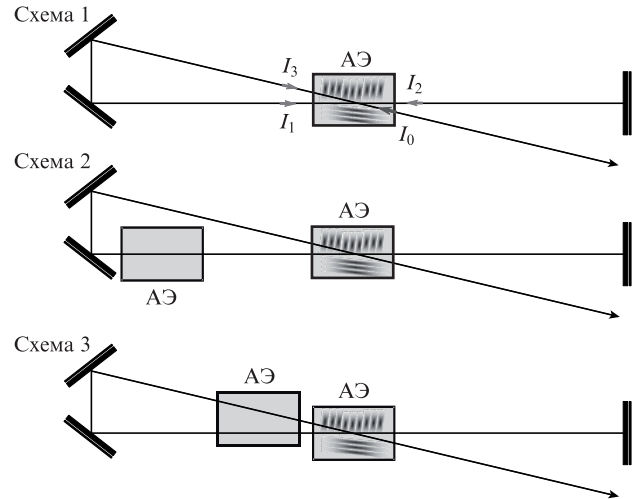


Рис.1. Оптические схемы петлевых лазерных резонаторов с одним (схема 1) и двумя (схемы 2 и 3) АЭ, где дополнительный АЭ используется как однопроходный (схема 2) или двухпроходный (схема 3) внутрирезонаторный усилитель

ный АЭ используется как однопроходный (схема 2) или двухпроходный (схема 3) внутрирезонаторный усилитель.

В петлевой схеме самонакачивающегося ВЧВС-резонатора все волны рождаются из одной затравочной волны с интенсивностью I_0 . Для схемы 1 показаны обозначения интенсивностей волн. Далее будем придерживаться данной нумерации волн во всех схемах на рис.1.

Для схемы 1 интенсивности всех волн выражаются через I_0 как $I_1 = I_0 G_0$, $I_2 = I_0 G_0^2$ и $I_3 = I_0 G_0^3$. Заметим, что в схемах на рис.1 волны с интенсивностями I_1 и I_3 записывают пропускающую решетку усиления (дифрагирующее на ней излучение проходит сквозь ВЧВС-среду), а волны с интенсивностями I_2 и I_3 – отражающую решетку усиления (дифрагирующее на ней излучение отражается от ВЧВС-среды).

Подставив значения интенсивностей волн в (21), получим выражения для дифракционных эффективностей пропускающей и отражающей решеток усиления:

$$\eta_{13} \approx \frac{1}{4} G_0^5(\alpha_0 L)^2 \left[\frac{1 + f_L}{1 + i_p(1 + f_p)} \right]^2 \left(\frac{I_0}{I_L^{\text{sat}}} \right)^2, \quad (22)$$

$$\eta_{23} \approx \frac{1}{4} G_0^6(\alpha_0 L)^2 \left[\frac{1 + f_L}{1 + i_p(1 + f_p)} \right]^2 \left(\frac{I_0}{I_L^{\text{sat}}} \right)^2. \quad (23)$$

Теперь для схемы 1 можно записать пороговое условие лазерной генерации на пропускающих и отражающих решетках усиления, при котором интенсивность внутрирезонаторного излучения I_1 после полного обхода резонатора возвращается к исходному значению, т. е. $I_1 G_0 \eta_{13} + I_1 \eta_{23} = I_1$, или

$$G_0 \eta_{13} + \eta_{23} = 1. \quad (24)$$

Подставив в (24) выражения (22) и (23), получим одинаковые слагаемые в левой части, т. е. пропускающие и отражающие решетки дают одинаковый вклад в начальную генерацию (при дальнейшем развитии генерации вклад отражающей решетки с малым периодом может уменьшаться, т. к. она «затирается» внутрирезонаторным потоком).

Для других схем на рис.1 рассмотрение будет аналогичным. В результате получим общее пороговое условие генерации для всех схем, представленных на рис.1:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1+f_L}{1+i_p(1+f_p)} (\alpha_0 L)_{th} \times \exp[(\alpha_0 L)_{th}(2n+1)] = \frac{1}{\kappa}, \quad (25)$$

где $n = 1, 2, 3$ – номер схемы; $\kappa = I_0/I_L^{sat}$ – уровень интенсивности затравочного излучения.

Условие (25) является неявным выражением для нахождения порогового инкремента усиления $(\alpha_0 L)_{th}$ при заданном уровне интенсивности затравочного излучения κ . Нужно отметить, что все множители перед экспонентой в левой части (25) имеют порядок единицы, поэтому для оценки $(\alpha_0 L)_{th}$ ими можно пренебречь, и тогда

$$(\alpha_0 L)_{th} \approx \frac{1}{2n+1} \ln \frac{1}{\kappa}. \quad (26)$$

Согласно теории [34] интенсивность усиленного спонтанного излучения на выходе усилителя при $G_0 \gg 1$ оценивается как

$$I_{ASE} \approx \frac{\Omega}{4\pi} \frac{G_0}{\sqrt{\ln G_0}} I_L^{sat}, \quad (27)$$

где Ω – телесный угол, под которым виден один торец АЭ из центра другого торца. Тогда интенсивность затравочного излучения на входе АЭ можно оценить как

$$I_0 \approx k \frac{I_{ASE}}{G_0} = k \frac{\Omega/4\pi}{\sqrt{\ln G_0}} I_L^{sat} = \kappa I_L^{sat},$$

где коэффициент k – доля усиленного спонтанного излучения, удовлетворяющая условиям угловой и спектральной селективности ВЧВС на решетках усиления [8, 36], и уровень затравки $\kappa = k(\Omega/4\pi)/\sqrt{\ln G_0}$. Отметим, что интенсивность I_0 относительно слабо зависит от усиления G_0 активной среды, поэтому при подстановке последнего выражения в условие (25) фактором $\sqrt{\ln G_0}$ можно пренебречь по сравнению с фигурирующим в (25) множителем $\exp[(\alpha_0 L)_{th}(2n+1)]$, т.е. для оценки порога ОВФ-генерации уровень затравки κ можно считать не зависящим от коэффициента усиления. Также κ можно считать не зависящим и от ширины линии люминесценции лазерной среды, т.к. спектральная селективность четырехволнового ОВФ-зеркала оказывается меньше ширины линии люминесценции даже для самой узкополосной твердотельной лазерной среды Nd:YAG [8].

Величину κ можно оценить из экспериментальных измерений порога самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации. В работе [11] экспериментально исследовались пороговые условия ОВФ-генерации Nd:YAG-лазера с поперечной диодной накачкой типа bounce geometry для схемы 1 (рис.1). Для длины области накачки АЭ, равной 1 см, при длительности накачки 300 мкс пороговая мощность ее излучения составила 75 Вт, что соответствует интенсивности накачки $I_p = 7.5$ кВт/см² (в пятне 100 мкм × 1 см). При этом согласно выражению (8) на входе в АЭ коэффициент усиления $\alpha_0(x=0) \approx 10.5$ см⁻¹. В работе [11] коэффициент поглощения накачки $\mu \approx 3$ см⁻¹, а

толщина АЭ в направлении распространения накачки d и соответствующий поперечный размер генерируемого лазерного пучка были равны 0.4 см. При полном внутреннем отражении накачки от грани АЭ лазерное излучение испытывает усиление с усредненным коэффициентом

$$\alpha_0 = \frac{1}{d} \int_0^d \alpha_0(x) dx \approx \alpha_0(x=0) \frac{1 - \exp(-\mu d)}{\mu d},$$

где принято, что $\alpha_0(x) \approx \alpha_0(x=0) \exp(-\mu x)$. Тогда пороговый инкремент усиления $(\alpha_0 L)_{th} \approx 6.1$. Подставив это значение в выражение (25) или (26), получим, что уровень интенсивности затравочного излучения $\kappa \approx 10^{-8}$.

Таким образом, при $\kappa \approx 10^{-8}$ согласно выражению (26) получим пороговые инкременты усиления $(\alpha_0 L)_{th} \approx 6.1$ для схемы 1, ~ 3.7 для схемы 2 и ~ 2.6 для схемы 3. Эти оценки согласуются с результатами проведенных нами измерений порогов ОВФ-генерации петлевых Nd:YAG-лазеров для схем 2 [7] и 3 [18, 20]. Нужно отметить, что пороговый инкремент $(\alpha_0 L)_{th}$ оказывается не зависящим от параметров используемой лазерной среды и от того, как обеспечен требуемый инкремент усиления, но зависит от схемы ОВФ-лазера (рис.1). Использование дополнительного внутриврезонаторного лазерного усилителя снижает пороговый инкремент усиления.

Полученные значения пороговых инкрементов усиления оказались большими для того, чтобы на генерацию ОВФ-лазера могло оказывать влияние усиленное спонтанное излучение, интенсивность которого определяется выражением (27). Усиленное спонтанное излучение приводит к уменьшению коэффициента усиления лазерной среды, поэтому необходимо принимать меры для его ослабления. Основным методом ослабления усиленного спонтанного излучения является уменьшение телесного угла Ω (см. выражение (27)). При этом обычно увеличивают длину петлевого резонатора и расстояния между АЭ, например в [7, 8] длина резонатора Nd:YAG-лазера превышает 8 м. Также используются селективирующие внутриврезонаторные элементы, такие как диафрагма, вентиль Фарадея [3, 13, 15] или насыщающийся поглотитель [7]. Схема диодной накачки типа bounce geometry обеспечивает угловую селекцию усиленного спонтанного излучения благодаря сужению области накачки. В работе [40] изучалась пространственная селекция усиленного спонтанного излучения АЭ Nd:YVO₄ со сверхвысоким усилением $G_0 \sim 10^4$ в схеме накачки типа bounce geometry с поперечным сечением области накачки 100 × 330 мкм при длине этой области 1.5 см. Это позволило в дальнейшем авторам [13] предпринять меры по предотвращению вредного влияния усиленного спонтанного излучения и получить ОВФ-генерацию в режиме самомодуляции добротности на решетках усиления в компактной схеме петлевого лазерного Nd:YVO₄-резонатора при использовании вентилля Фарадея и опорного зеркала резонатора с коэффициентом отражения менее 1%.

Теперь обсудим особенности процесса развития лазерной генерации на решетках усиления, считая, что вредное влияние усиленного спонтанного излучения предотвращено. Необходимо отметить, что самовозбуждение лазера с самонакачивающимся ОВФ-зеркалом за счет положительной обратной связи при ВЧВС в лазерной среде происходит в режиме самомодуляции добротности ОВФ-резонатора [3, 9, 12, 13]. На начальном этапе (до момента генерации) добротность ОВФ-резонатора является низкой,

потому что ОВФ-зеркало на решетках усиления еще не сформировано из-за малости коэффициента усиления лазерной среды. При этом в течение данного этапа под действием накачки коэффициент усиления $\alpha_0(t)$ лазерной среды возрастает согласно выражению (8), и в момент времени

$$t_{th} = \frac{-\tau}{1 + i_p(1 + f_p)} \times \ln \left\{ \left[1 - \frac{(\alpha_0 L)_{th}}{\alpha_0^\infty L} \right] \frac{1 - f_L f_p - f_L i_p^{-1}}{1 + f_L} \right\}, \quad (28)$$

соответствующий достижению порогового уровня усиления $p_{th} = (\alpha_0 L)_{th}/(\alpha_0^\infty L)$, преодолевается порог лазерной генерации. Отметим, что при $\alpha_0^\infty L < (\alpha_0 L)_{th}$ генерация на решетках усиления невозможна, поэтому нужно увеличивать длину активной среды L и/или предельный коэффициент усиления α_0^∞ . Согласно (9) увеличение α_0^∞ подразумевает выбор лазерных сред с большим сечением усиления $\sigma_{em}(\lambda_L)$ и малыми параметрами квазитрехуровневой среды f_p и f_L . Предпочтительно использование четырехуровневых сред ($f_{p,L} = 0$). Также выгодно использовать высокий уровень накачки i_p , который обеспечивается не только высокой интенсивностью накачки I_p , но и низкой интенсивностью насыщения поглощения накачки I_p^{sat} (6), уменьшающейся при увеличении сечения поглощения $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ и времени жизни τ верхнего лазерного уровня среды.

На рис.2 представлены построенные по формуле (28) зависимости длительности накачки t_{th} , требуемой для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации, от порогового уровня усиления p_{th} для четырехуровневой (Nd:YAG) и квазитрехуровневой (Yb:YAG) лазерных сред при различных интенсивностях накачки I_p . При построении графиков использовались данные для сред Nd:YAG ($\tau = 230$ мкс, $f_{p,L} = 0$ [34]) и Yb:YAG ($\tau = 950$ мкс, $f_L = 0.057$, $f_p = 0.195$ [41]) и подразумевалось, что изменение p_{th} связано с изменением длины среды L .

Из рис.2 видно, что при увеличении порогового уровня усиления p_{th} до единицы длительность накачки t_{th} увеличивается, стремясь к бесконечности. Увеличение t_{th} для четырехуровневой среды Nd:YAG начинается от нуля и оказывается относительно медленным, в то время как для

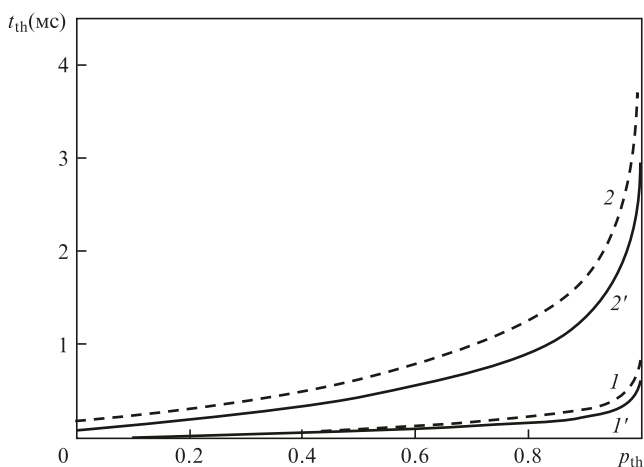


Рис.2. Зависимости длительности накачки t_{th} , требуемой для выхода в режим ОВФ-генерации, от порогового уровня усиления $p_{th} = (\alpha_0 L)_{th}/(\alpha_0^\infty L)$ для четырехуровневой лазерной среды Nd:YAG (1, 1') и квазитрехуровневой лазерной среды Yb:YAG (2, 2') при интенсивности накачки $I_p = 10$ (1, 2) и 20 кВт/см² (1', 2').

квазитрехуровневой среды Yb:YAG оно начинается от $t_0 > 0$ (10) и происходит быстрее, что обусловлено меньшей инверсией населенности вследствие того, что $f_{p,L} > 0$. Увеличение интенсивности накачки I_p приводит к уменьшению требуемой длительности накачки t_{th} для выхода в режим ОВФ-генерации (кривые 1' и 2' на рис.2).

Таким образом, для уменьшения длительности накачки t_{th} нужно увеличивать $\alpha_0^\infty L$ по сравнению с $(\alpha_0 L)_{th}$, что при использовании одной и той же лазерной среды обеспечивается увеличением интенсивности накачки I_p и длины среды L .

Малые значения требуемой длительности накачки t_{th} обеспечиваются для лазерных сред с большим сечением усиления $\sigma_{em}(\lambda_L)$ и малыми параметрами $f_{p,L}$, т.е. для сред, близких к четырехуровневым, а также для сред с большими сечениями поглощения накачки $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ и временем жизни τ верхнего лазерного уровня, что обусловлено повышением уровня накачки $i_p = \sigma_{abs}(\lambda_p)\tau I_p/(\hbar\omega_p)$ при увеличении $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ и τ .

4. Оптимальная концентрация активных ионов для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации в квазитрехуровневой лазерной среде

Теперь нужно учесть пространственную неоднородность коэффициента усиления, связанную с ограничением (из-за поглощения) проникновением в лазерную среду излучения накачки. Рассмотрение будем проводить при однопроходной накачке узкополосным излучением на примере поперечной накачки лазерными диодными матрицами, экспериментально реализованной нами для мощного Nd:YAG-лазера с петлевым самонакачивающимся ОВФ-резонатором на решетках усиления [14].

Проникновение излучения накачки в лазерную среду описывается законом Бугера–Ламберта

$$i_p(x) = i_{p0} \exp(-\mu x), \quad (29)$$

где i_{p0} – уровень накачки на входной грани лазерной среды; $\mu = \sigma_{abs}(\lambda_p)N_{ions}$ – коэффициент поглощения излучения накачки (в пренебрежении насыщением поглощения); x – координата среды вдоль направления накачки с началом отсчета на входной грани. Вследствие поглощения накачки по закону (29) инверсия населенности создается только в локальной области лазерной среды, ближайшей к источнику накачки. При этом из-за частичного заселения нижнего лазерного уровня локализация инверсии населенности в квазитрехуровневых средах проявляется значительно сильнее, чем в четырехуровневых. Это приводит к тому, что в квазитрехуровневых средах запасаемая под действием накачки энергия зависит от концентрации активных лазерных ионов N_{ions} , т.к. населенность нижнего лазерного уровня тем больше, чем выше N_{ions} .

На рис.3 представлены пространственные распределения коэффициента ненасыщенного усиления $\alpha_0(x)$, нормированные на максимальное значение $\alpha_0(0)$ и рассчитанные по формуле (8) при учете выражения (29), для четырехуровневой (Nd:YAG) и квазитрехуровневой (Yb:YAG) сред при коэффициенте поглощения излучения накачки $\mu = 9.25$ см⁻¹, соответствующем концентрации активных ионов 1 ат. % в Nd:YAG ($\sigma_{abs}(\lambda_p) = 6.7 \times 10^{-20}$ см², $\sigma_{em}(\lambda_L) = 28 \times 10^{-20}$ см², $\tau = 230$ мкс, $f_{p,L} = 0$ [34]) и 8.7 ат. % в Yb:YAG

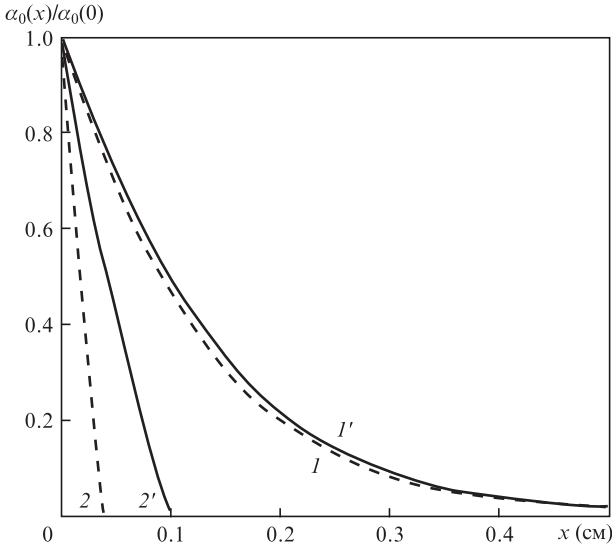


Рис.3. Распределения коэффициента ненасыщенного усиления $\alpha_0(x)$, нормированные на максимальное значение $\alpha_0(0)$ и рассчитанные по формуле (8) при учете выражения (29), для сред Nd:YAG (1, 1') и Yb:YAG (2, 2') при коэффициенте поглощения излучения накачки $\mu = 9.25 \text{ см}^{-1}$, соответствующем концентрации активных ионов 1 ат. % в Nd:YAG и 8.7 ат. % в Yb:YAG, интенсивности накачки 10 кВт/см^2 и ее длительности 0.25 (1, 2) и 0.5 мс (1', 2').

($\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) = 0.77 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, $\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) = 2.1 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, $\tau = 950 \text{ мкс}$, $f_L = 0.057$, $f_p = 0.195$ [41]), интенсивности накачки 10 кВт/см^2 и различных ее длительностях.

Видно, что коэффициент усиления уменьшается с увеличением глубины проникновения излучения в активную среду. При этом для четырехуровневой среды Nd:YAG данное уменьшение происходит относительно медленно, слабо зависит от длительности накачки и приблизительно описывается законом Бугера–Ламберта (29), при котором коэффициент усиления стремится к нулю при стремлении к бесконечности координаты x .

Для квазитрехуровневой среды Yb:YAG ситуация иная. Коэффициент усиления быстро, почти линейно, снижается до нуля при увеличении координаты x до максимального значения x_p . При этом длительность накачки существенно влияет на распределение коэффициента усиления. Ее увеличение приводит к более глубокому проникновению излучения накачки в среду, т. е. увеличивает глубину прокачки x_p . Так, при длительности накачки 0.25 мс имеем $x_p \approx 0.04 \text{ см}$, а ее увеличение до 0.5 мс дает $x_p \approx 0.1 \text{ см}$. Глубину прокачки x_p можно определить для любого заданного значения длительности накачки t_p , подставляя формулу (29) в выражение (8) и приравняв его к нулю. При $t_p \rightarrow \infty$ (непрерывная накачка) справедливо предельное выражение $i_p^{\text{min}} = i_{p0} \exp(-\mu x_p^{\text{max}})$, где i_p^{min} определяется выражением (12). Тогда максимальная глубина прокачки квазитрехуровневой среды

$$x_p^{\text{max}} = \frac{\ln[I_p(1 - f_L f_p)/(I_p^{\text{sat}} f_L)]}{\sigma_{\text{abs}}(\omega_p) N_{\text{ions}}}. \quad (30)$$

Малая глубина прокачки x_p приводит к малой запасаемой под действием накачки к моменту времени t плотности энергии, которая определяется выражением

$$U_{\text{stor}}(t) = U_L^{\text{sat}} \int_0^h \alpha_0(t, x) dx, \quad (31)$$

где верхний предел интегрирования $h = x_p$ при $x_p < d$, а при $x_p \geq d$ необходимо принять $h = d$, где d – толщина лазерной среды в направлении распространения накачки.

Теперь нужно вернуться к описанию самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации. Как было отмечено выше, ОВФ-лазер генерирует в режиме самомодуляции добротности на решетках усиления и запасает энергию в течение времени накачки t_{th} (28). При достижении времени t_{th} запасенная энергия $U_{\text{stor}}(t_{\text{th}})$ высвечивается в виде гигантского лазерного импульса, и тогда можно определить энергетическую эффективность лазерной генерации как

$$\eta_L = \frac{U_{\text{stor}}(t_{\text{th}})}{I_p t_{\text{th}}}. \quad (32)$$

На рис.4 представлены зависимости эффективности лазерной генерации η_L (32) в квазитрехуровневой лазерной среде Yb:YAG толщиной $d = 0.5 \text{ см}$ от уровня накачки i_{p0} (рис.4,а) при различных $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$, а также от концентрации ионов иттербия $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ (рис.4,б) при различных i_{p0} для лазерной схемы 1 (см. рис.1).

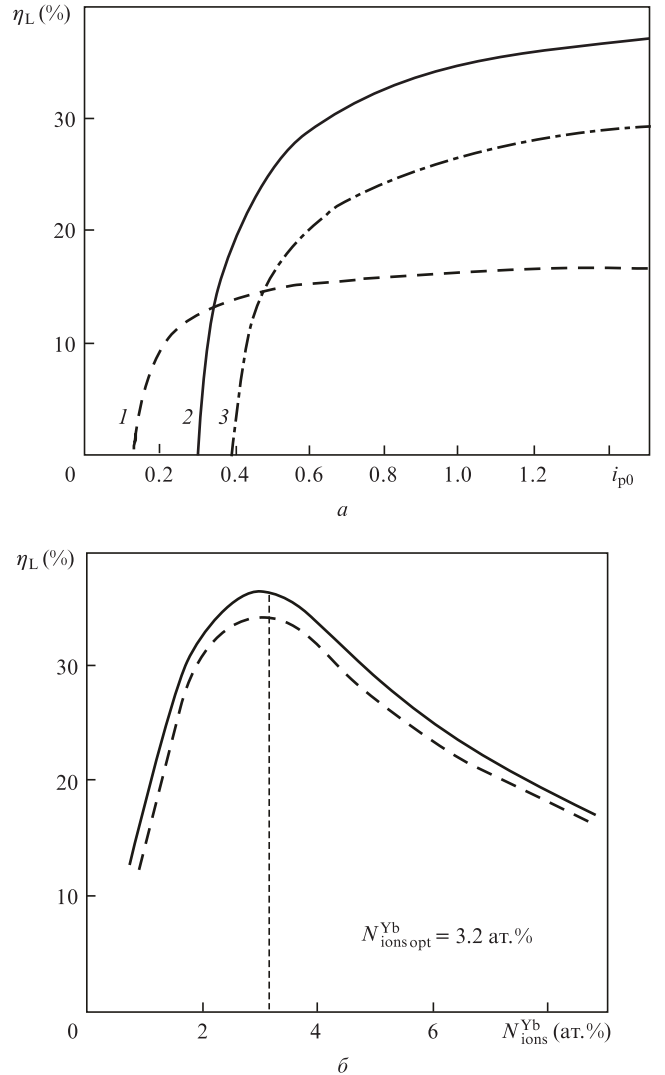


Рис.4. Зависимости эффективности четырехволновой лазерной генерации η_L в кристалле Yb:YAG с толщиной в направлении накачки $d = 0.5 \text{ см}$ от уровня накачки i_{p0} при $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}} = 8.7 \text{ ат. \%}$ (1), 3.2 ат. \% (2) и 1.5 ат. \% (3) (а), а также от концентрации ионов иттербия $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ при $i_{p0} = 1.0$ (штриховая кривая) и 1.5 (сплошная кривая) для лазерной схемы 1 (рис.1) (б).

Из рис.4,а видно, что при высокой концентрации активных ионов $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}} = 8.7$ ат. % (кривая 1) генерация оказывается низкопороговой, но предельная эффективность генерации не высока – менее 17%. Низкая эффективность генерации обусловлена малой глубиной прокачки ($x_p \approx 0.088$ см), т.е. энергия под действием накачки запасается в очень небольшом объеме. При уменьшении концентрации активных ионов до 3.2 ат. % (кривая 2) порог генерации повышается, но увеличивается и предельная эффективность генерации – до 38% и более. Значение $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}} = 3.2$ ат. % выбрано таким, что глубина прокачки увеличивается до толщины среды, т.е. $x_p = d = 0.5$ см. Дальнейшее уменьшение концентрации активных ионов до 1.5 ат. % (кривая 3) приводит к увеличению глубины прокачки ($x_p > d$). При этом слишком большая доля излучения накачки теряется (пропускается средой по закону Бугера–Ламберта (29)), поэтому снижается предельная эффективность генерации – до 30% и менее.

Наличие оптимальной концентрации активных ионов $N_{\text{ions opt}}^{\text{Yb}} = 3.2$ ат. %, одинаковой при разных уровнях накачки i_{p0} и соответствующей максимальной эффективности генерации ($\eta_{\text{max}} = 34\%$ при $i_{p0} = 1.0$ и $\eta_{\text{max}} = 38\%$ при $i_{p0} = 1.5$) в квазитрехуровневой среде Yb:YAG толщиной $d = 0.5$ см демонстрирует рис.4,б.

Таким образом, в квазитрехуровневой среде для конкретной схемы лазерного ОВФ-генератора существует оптимальная концентрация активных ионов ($N_{\text{ions}}^{\text{Yb}})_{\text{opt}}$, при которой в момент времени t_{th} глубина прокачки x_p возрастает до толщины среды d . Мы нашли оптимальную концентрацию активных ионов в квазитрехуровневой среде Yb:YAG толщиной $d = 0.5$ см для схемы 1 (рис.1), которая составила 3.2 ат. %. Проведя аналогичные расчеты, мы определили оптимальную концентрацию активных ионов в среде Yb:YAG также для схем 2 и 3: $N_{\text{ions opt}}^{\text{Yb}} = 2.7$ ат. % для схемы 2 и 2.3 ат. % для схемы 3.

5. Анализ использования различных лазерных сред для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации в петлевом лазерном резонаторе

Пусть теперь лазерная среда будет пространственно не ограничена в направлении накачки, а длительность накачки – не ограничена во времени, тогда запасенная энергия среды также определяется выражением (31), но для четырехуровневой среды верхний предел интегрирования h можно заменить на бесконечность, а для квазитрехуровневой среды можно принять $h = x_p^{\text{max}}$, где x_p^{max} определяется выражением (30). При этом мы получим предельный коэффициент усиления лазерной среды α_0^∞ (9) с уровнем накачки i_p , зависящим от координаты x согласно выражению (29). Тогда при подстановке (9) и (29) в (31) для четырехуровневой среды ($f_{p,L} = 0$, $h \rightarrow \infty$) находим соотношение

$$U_{\text{stor}} = \frac{\omega_L}{\omega_p} \tau I_p^{\text{sat}} \ln \left(\frac{I_p}{I_p^{\text{sat}}} + 1 \right) \approx \frac{\omega_L}{\omega_p} \tau I_p. \quad (33)$$

Подстановка (9) и (29) в (31) для квазитрехуровневой среды ($f_{p,L} > 0$, $h = x_p^{\text{max}}$) приводит к выражению

$$U_{\text{stor}} = \frac{\omega_L}{\omega_p} \tau I_p^{\text{sat}} \frac{1 + f_L}{1 + f_p}$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ \ln \left(\frac{I_p}{I_p^{\text{sat}}} \frac{1 - f_L f_p}{f_L} \right) + \ln \left[\frac{I_p(1 + f_p)}{I_p^{\text{sat}}} + 1 \right] \right. \\ & \left. - \ln \left[\frac{I_p}{I_p^{\text{sat}}} \frac{1 - f_L f_p}{f_L} + \frac{I_p(1 + f_p)}{I_p^{\text{sat}}} \right] \right\} - \hbar \omega_L N_{\text{ions}} f_L \\ & \approx \frac{\omega_L}{\omega_p} \tau I_p (1 + f_L) - \frac{\hbar \omega_L}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)} \frac{1 + f_L}{1 + f_p} \\ & \times \left(\ln \frac{1 + f_L}{f_L} - \ln \frac{1 - f_L f_p}{f_L} \right) - \hbar \omega_L N_{\text{ions}} f_L. \quad (34) \end{aligned}$$

В соотношениях (33) и (34) приближенное равенство справедливо при условии $I_p < I_p^{\text{sat}}$, которое часто выполняется на практике.

Из выражений (33) и (34) следует, что запасенная энергия лазерной среды увеличивается при увеличении интенсивности накачки I_p и времени жизни верхнего лазерного уровня τ , а также при приближении частоты накачки ω_p к частоте лазерного излучения ω_L . Следовательно, для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации в петлевом лазерном резонаторе выгодно использовать лазерные среды с наибольшим временем жизни верхнего лазерного уровня.

Запасенная энергия четырехуровневой среды (33) не зависит от концентрации активных ионов N_{ions} , а при $I_p < I_p^{\text{sat}}$ – и от интенсивности насыщения поглощения I_p^{sat} , но запасенная энергия квазитрехуровневой среды (34) уменьшается при увеличении концентрации активных ионов N_{ions} и уменьшении эффективного сечения поглощения $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)$, что объясняется частичным заселением нижнего лазерного уровня.

Из выражений (33) и (34) также следует, что при $I_p > I_p^{\text{sat}}$ запасенная энергия возрастает с увеличением интенсивности насыщения поглощения накачки $I_p^{\text{sat}} = \hbar \omega_p \times [\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \tau]^{-1}$, т.е. уменьшение запасенной энергии при частичном заселении нижнего лазерного уровня из-за малого сечения поглощения $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)$ квазитрехуровневой среды можно компенсировать увеличением уровня накачки.

Таким образом, среди четырехуровневых сред кроме неодимовых кристаллов, которые уже активно используются для четырехволновой ОВФ-генерации, перспективными являются лазерные среды, активированные ионами хрома, также имеющие большое время жизни верхнего лазерного уровня, например александрит ($\tau = 260$ мкс [34]) и Cr:LiCAF ($\tau = 170$ мкс [42]). Наихудшая среда в данном отношении – кристалл Ti:сапфира ($\tau = 3.2$ мкс [34]), при использовании которого для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации требуется существенное повышение интенсивности накачки I_p , что было реализовано в [5] при накачке второй гармоникой мощного наносекундного Nd:YAG-лазера.

Среди квазитрехуровневых сред представляют интерес среды с наиболее долгоживущим верхним лазерным уровнем, такие как Yb:YAG ($\tau = 950$ мкс, $\lambda_L = 1.03$ мкм [41]) и Tm(Ho):YAG ($\tau = 8500$ мкс, $\lambda_L = 2.08$ мкм [34]), но из-за частичного заселения нижнего лазерного уровня необходимо повышать интенсивность накачки и понижать концентрацию активных ионов.

Нас интересует то, при каких варьируемых параметрах I_p и N_{ions} квазитрехуровневая среда имеет такую же запасенную энергию, как и четырехуровневая среда, т.е. не уступает ей в энергосъеме при модуляции добротности резонатора ОВФ-лазера. Приравняв запасенную энергию (33) четырехуровневой среды, например Nd:YAG, к за-

пасенной энергии (34) квазитрехуровневой среды, например Yb:YAG, получим выражение

$$N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}(I_p) = \frac{1 + f_L}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Yb}}(\omega_p) f_L (1 + f_p)} \times \left\{ \ln \left[I_p \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Yb}}(\omega_p) \tau_{\text{Yb}} (1 - f_L f_p)}{\hbar \omega_p^{\text{Yb}} f_L} \right] + \ln \left[I_p \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Yb}}(\omega_p) \tau_{\text{Yb}} (1 + f_p)}{\hbar \omega_p^{\text{Yb}}} + 1 \right] - \ln \left[I_p \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Yb}}(\omega_p) \tau_{\text{Yb}} (1 - f_L f_p)}{\hbar \omega_p^{\text{Yb}} f_L} + I_p \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Yb}}(\omega_p) \tau_{\text{Yb}} (1 + f_p)}{\hbar \omega_p^{\text{Yb}}} \right] \right\} - \frac{\omega_L^{\text{Nd}} / \omega_L^{\text{Yb}}}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Nd}}(\omega_p) f_L} \ln \left(I_p \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{Nd}}(\omega_p) \tau_{\text{Nd}}}{\hbar \omega_p^{\text{Nd}}} + 1 \right), \quad (35)$$

где индекс Nd или Yb отмечает принадлежность к четырехуровневой (Nd:YAG) или квазитрехуровневой (Yb:YAG) среде.

На рис.5 представлена зависимость концентрации ионов иттербия $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ в среде Yb:YAG от интенсивности накачки I_p , построенная по формуле (35) и соответствующая условию равных запасенных энергий для сред Yb:YAG ($\lambda_L = 1.03$ мкм) и Nd:YAG (1.064 мкм). Видно, что при увеличении интенсивности накачки возрастает концентрация активных ионов в Yb:YAG, при которой запасенные в Yb:YAG и Nd:YAG энергии равны. Серым цветом выделена область (под кривой), в которой запасенная энергия квазитрехуровневой среды Yb:YAG превышает таковую для четырехуровневой среды Nd:YAG, поэтому при заданной интенсивности накачки энергетически выгодно выбирать концентрацию активных ионов, меньшую значения $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$, лежащего на кривой, т.е. при заданной интенсивности накачки мы имеем рабочий диапазон концентраций $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ от нуля до значения, лежащего на кривой.

Существует минимальная интенсивность накачки $I_p^{\text{min}} = 2.1$ кВт/см² (вертикальная штриховая линия), при которой использование квазитрехуровневой среды Yb:YAG

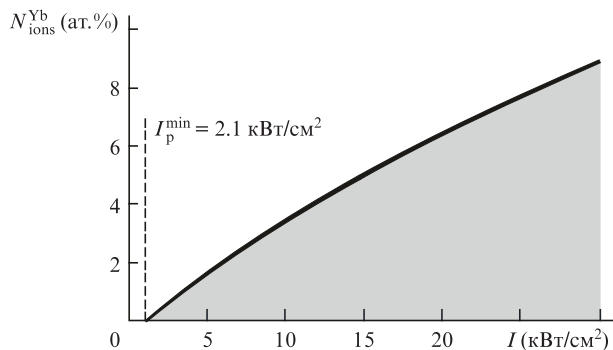


Рис.5. Зависимость концентрации ионов иттербия $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ в среде Yb:YAG от интенсивности накачки I_p , построенная по формуле (35) и соответствующая равным значениям запасенной в кристаллах Yb:YAG ($\lambda_L = 1.03$ мкм) и Nd:YAG (1.064 мкм) энергии при одной и той же интенсивности накачки. Серым цветом выделена область, в которой запасенная энергия квазитрехуровневой среды Yb:YAG превышает таковую для четырехуровневой среды Nd:YAG.

может быть энергетически выгодно. Концентрация активных ионов $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ при этом должна быть близка к нулю. Отметим, что интенсивность накачки 2.1 кВт/см² обеспечивают использовавшиеся нами в работе [14] матрицы лазерных диодов типа СЛМ-3-2 даже без фокусировки излучения накачки. При интенсивности накачки, превышающей I_p^{min} (например, при фокусировке излучения накачки), расширяется рабочий диапазон концентраций $N_{\text{ions}}^{\text{Yb}}$ в сторону их увеличения.

6. Заключение

Таким образом, на основе обобщенной теории проведен сравнительный анализ использования различных четырехуровневых и квазитрехуровневых активированных лазерных сред для самовозбуждения в них лазерной ОВФ-генерации при ВЧВС на решетках усиления в петлевом резонаторе.

Найдены выражения для порогового инкремента усиления лазерной среды в различных схемах петлевого резонатора и длительности накачки, требуемой для самовозбуждения четырехволновой ОВФ-генерации. Показано, что в отличие от четырехуровневых сред квазитрехуровневые среды характеризуются большей длительностью накачки, что обусловлено медленным ростом коэффициента усиления под действием накачки из-за частичного заселения нижнего лазерного уровня. Обнаружено, что существует оптимальная концентрация активных ионов в квазитрехуровневой среде, соответствующая максимальной эффективности четырехволновой ОВФ-генерации, при которой в момент самовозбуждения глубина прокачки лазерной среды увеличивается до толщины среды в направлении накачки. Установлено, что квазитрехуровневые среды могут конкурировать с четырехуровневыми по величине запасенной энергии при большом времени жизни верхнего лазерного уровня и повышенной интенсивности излучения накачки. Среди представляющих интерес твердотельных лазерных сред выделены самые перспективные среды для четырехволновой ОВФ-генерации, имеющие наибольшую запасенную энергию при одной и той же интенсивности накачки. При этом кроме неодимовых кристаллов, которые уже активно используются для четырехволновой ОВФ-генерации, перспективными являются четырехуровневые среды, активированные ионами хрома, например александрит и Cr:LiCAF, а среди квазитрехуровневых сред интерес представляют среды с наиболее долгоживущим верхним лазерным уровнем, такие как Yb:YAG и Tm(Ho):YAG, при высокоинтенсивной накачке.

1. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. *Квантовая электроника*, **11**, 887 (1984).
2. Бельдюгин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
3. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
4. Antipov O.L., Belyaev S.I., Kuzhelev A.S. *Opt. Commun.*, **117**, 290 (1995).
5. Minassian A., Grofts G.J., Damzen M.J. *Opt. Lett.*, **22**, 697 (1997).
6. Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P., Pocholle J.-P. *Opt. Lett.*, **23**, 1093 (1998).
7. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Basiev T.T., Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Smetanin S.N. *Laser Phys.*, **9**, 433 (1999).
8. Antipov O.L., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinoviev A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 716 (2001).
9. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Kyalbieva S.A., Smetanin S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4644**, 312 (2002).

10. Thompson V.A., Minassian A., Damzen M.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **20**, 857 (2003).
11. Antipov O.L., Ereneykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12**, 4313 (2004).
12. Басиев Т.Т., Гарнов С.В., Климентов С.М., Пивоваров П.А., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Солохин С.А., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 956 (2007).
13. Smith G., Damzen M.J. *Opt. Express*, **15**, 6458 (2007).
14. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Ершков М.Н., Сметанин С.Н., Федин А.В., Бельков К.А., Борейшо А.С., Лебедев В.Ф. *Квантовая электроника*, **41**, 207 (2011).
15. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **33**, 659 (2003).
16. Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., Smetanin S.N. *Laser Phys.*, **16**, 1610 (2006).
17. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Smetanin S.N. *Laser Phys.*, **19**, 1117 (2009).
18. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Докл. РАН*, **430**, 321 (2010).
19. Shardlow P.C., Damzen M.J. *Opt. Lett.*, **35**, 1082 (2010).
20. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **41**, 202 (2011).
21. Федин А.В., Гаврилов А.В., Ершков М.Н., Сметанин С.Н., Солохин С.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **76**, 713 (2012).
22. Vanherzeele H., Van Eck J.L., Siegman A.E. *Opt. Lett.*, **6**, 467 (1981).
23. Carr T. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 600 (1983).
24. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Киреев С.Е., Одинцов А.И. *Квантовая электроника*, **13**, 825 (1986).
25. Bernard J.E., Alcock A.J. *Opt. Lett.*, **18**, 968 (1993).
26. Микаэлян А.Л., Дьяченко В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 25 (1972).
27. Zagumennyi A.I., Mikhailov V.A., Shcherbakov I.A., in *Handbook of Laser Technology and Applications* (Bristol-Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2004).
28. Pogoda A.P., Lebedeva T.B., Yusupov M.R., Liventsov R.A., Lebedev V.F., Boreysho A.S., Gavrilov A.V., Smetanin S.N., Fedin A.V. *LO-2012 Technical Program* (S.-Petersburg, 2012, p. 43).
29. Syed K., Green R.P.M., Crofts G.J., Damzen M.J. *Opt. Commun.*, **112**, 175 (1994).
30. Damzen M.J., Matsumoto Y., Crofts G.J., Green R.P.M. *Opt. Commun.*, **123**, 182 (1994).
31. Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1157 (1994).
32. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
33. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
34. Звелто О. *Принципы лазеров* (СПб.: изд-во «Лань», 2008).
35. Контаг К., Каршевский М., Стивен К., Гисен А., Хюгель Г. *Квантовая электроника*, **28**, 139 (1999).
36. Damzen M.J., Matsumoto Y., Crofts G.J., Green R.P.M. *Opt. Commun.*, **123**, 182 (1996).
37. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (М.: Наука, 1990).
38. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
39. Kogelnik H. *Bell Syst. Techn. J.*, **48**, 2909 (1969).
40. Smith G., Damzen M.J. *Opt. Express*, **14**, 3318 (2006).
41. DeLoach L.D., Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1179 (1993).
42. Payne S.A., Chase L.L., Newkirk H.W., Smith L.K., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2243 (1988).