

Усиление лазерного излучения в дисках из YAG:Yb, охлажденных до температуры жидкого азота

Е.А.Перевезенцев, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов

Проведен расчет параметров Yb:YAG-усилителя с диодной накачкой. Полученные формулы позволяют определить оптимальное допирование кристалла YAG ионами Yb, которое для кристалла толщиной 600 мкм составило ~10%. В расчете учтены контур линии поглощения и характеристики спектра накачки (форма, ширина, центральная частота). При охлаждении кристалла YAG:Yb с допированием 10% от 296 К до 80 К наблюдались сдвиг центра контура усиления (~0.3 нм) и увеличение сечения вынужденного излучения (в четыре раза), а также опустошение нижнего рабочего уровня. Измерена зависимость коэффициента усиления по слабому сигналу (максимальное значение 1.7, что отвечает коэффициенту усиления 4.4 см^{-1}) от поглощенной мощности накачки, хорошо соответствующая результатам теоретических расчетов.

Ключевые слова: дисковый лазер, коэффициент усиления, криогенные температуры.

1. Введение

Одним из наиболее значимых направлений квантовой электроники является создание лазеров с большими средней и пиковой мощностями излучения. Примером применения таких лазеров может служить накачка широкополосного параметрического усилителя [1] и управляемый термоядерный синтез [2–4].

Одним из основных факторов, ограничивающих среднюю мощность, является тепловыделение в активных элементах (АЭ), приводящее к следующим негативным тепловым эффектам: возникновению тепловой линзы и термодеполаризации излучения [5, 6], а также к увеличению средней по объему температуры, следствием чего может быть уширение и смещение спектральной линии излучения, уменьшение сечения вынужденного излучения на активном переходе [7–9]. Наиболее сильный источник тепла в АЭ твердотельных лазеров – это излучение накачки. В лазерах, в которых излучение генерируется ионом неодима, мощность тепловыделения составляет десятки процентов [10, 11] из-за большого дефекта кванта накачки, паразитных процессов поглощения в возбужденном состоянии, кросс-релаксации и т. д. [12]. В связи с этим в качестве активного иона широко используется ион иттербия, характеризующийся небольшим дефектом кванта (10%) [11, 13], большим временем жизни инверсии и отсутствием поглощения из возбужденного состояния [7–9].

Перспективным является также использование АЭ в виде тонкого диска [14, 15]. Такая геометрия существенно уменьшает тепловые искажения излучения благодаря торцевому теплоотводу, при котором градиент темпера-

туры направлен вдоль, а не поперек направления распространения излучения. Кроме того, небольшая длина АЭ позволяет усиливать мощные короткие импульсы, не опасаясь самофокусировки. Еще один метод подавления тепловых эффектов – охлаждение АЭ до температуры жидкого азота [16–20]. При этом улучшаются тепловые и лазерные константы вещества и среда становится четырехуровневой [7–9].

На сегодняшний день в мире существует несколько крупных проектов по созданию мощных импульсно-периодических лазеров на кристаллах, допированных Yb [21–24]. При этом частота повторения импульсов либо невелика (10 Гц), либо очень высока (80 кГц). В настоящей работе проведен расчет основных параметров криогенного дискового Yb:YAG-усилителя с частотой повторения импульсов порядка обратного времени жизни ионов на верхнем рабочем уровне (1 кГц). Мы получили набор приближенных аналитических решений для инверсии населенностей и нашли области их применимости. Определена оптимальная концентрация ионов Yb, а также учтены ширины линий излучения накачки и поглощения в АЭ. Экспериментально измерены зависимости спектра сечения вынужденного излучения на рабочем переходе от температуры и коэффициента усиления по слабому сигналу от мощности накачки, демонстрирующие улучшение лазерных свойств кристалла при охлаждении. Проведено сравнение экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов.

2. Расчет разности населенностей рабочих уровней в АЭ

Рассмотрим следующую модель. На торец АЭ толщиной L и диаметром d ($L \ll d$) падает (вдоль оси z) излучение накачки в виде прямоугольных импульсов с интенсивностью I_0 , длительностью t_0 и периодом повторения T (частный случай $T = t_0$ соответствует непрерывному режиму) (рис. 1). Будем рассматривать однопроходную или двухпроходную геометрию: излучение накачки

Е.А.Перевезенцев, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: eperevezentsev@gmail.com

Поступила в редакцию 26 декабря 2008 г., после доработки – 12 мая 2009 г.

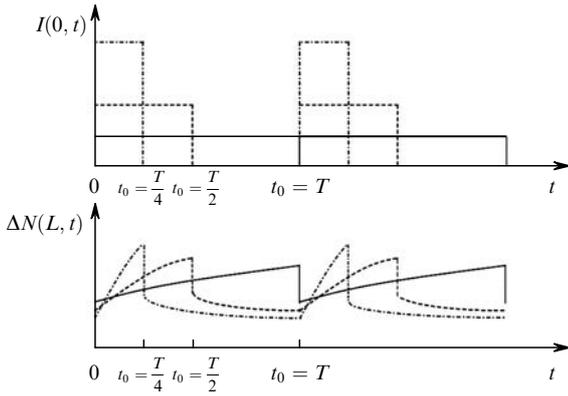


Рис.1. Зависимости интенсивности излучения накачки $I(0, t)$ и разности населенностей уровней рабочего перехода $\Delta N(L, t)$ от времени при $t_0 = T$ (сплошные линии), $t_0 = T/2$ (штриховые линии) и $t_0 = T/4$ (штрих-пунктирные линии).

либо проходит через АЭ насквозь, либо отражается от его заднего торца без потерь. Пусть в момент окончания импульса накачки ($t = t_0$) через кристалл проходит короткий усиливаемый лазерный импульс. Изменение разности населенностей рабочих уровней $\Delta N(z, t)$ можно разделить на три этапа: накопление в течение импульса накачки ($0 < t < t_0$), скачкообразное уменьшение при усилении лазерного импульса ($t = t_0$) и уменьшение из-за спонтанного излучения ($t_0 < t < T$).

Сделаем стандартные для четырехуровневой схемы предположения относительно времен жизни ионов на различных уровнях: $\tau_1, \tau_3 \ll \tau_2 = \tau$, где τ_k – время жизни на k -м уровне (рис.2). Сначала решим задачу в случае монохроматической накачки, а потом учтем ширины спектра излучения накачки и линии поглощения.

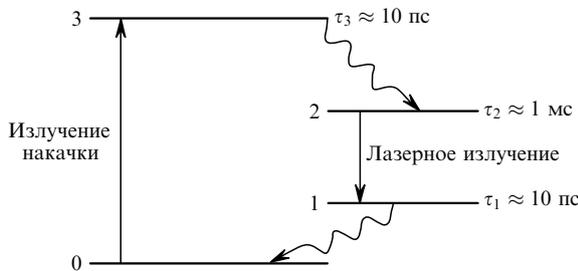


Рис.2. Система уровней активного элемента.

2.1. Случай однопроходной геометрии

В этом случае система балансных уравнений на отрезке $t = [0, t_0]$ для разности населенностей ΔN_1 и интенсивности I_1 монохроматической накачки имеет вид

$$\frac{\partial I_1(z, t)}{\partial z} = \sigma[\Delta N_1(z, t) - N_0]I_1(z, t),$$

$$\frac{\partial \Delta N_1(z, t)}{\partial t} = -\frac{I_1(z, t)}{I_s \tau} [\Delta N_1(z, t) - N_0] \frac{\Delta N_1(z, t)}{\tau},$$

где I_s и σ – интенсивность насыщения и сечение вынужденного излучения на переходе накачки; N_0 – концентрация ионов активатора в кристалле. Проинтегрируем первое уравнение системы (1) по z от 0 до z , подставим I_1 во второе уравнение этой системы и вновь проинтегрируем по z от 0 до z . В результате получим

$$\frac{\partial \sigma N_1(z, t)z}{\partial t} \tau = \rho \{ 1 - \exp[\sigma N_1(z, t)z - \sigma N_0 z] \} - \sigma N_1(z, t)z,$$

где $\rho = I_0/I_s = \text{const}$;

$$N_1(z, t) = \frac{1}{z} \int_0^z \Delta N_1(\xi, t) d\xi.$$

Усиление лазерного импульса определяется коэффициентом усиления по слабому сигналу

$$\exp \left(\sigma_{\text{las}} \int_0^L \Delta N_1(\xi, t) d\xi \right) = \exp[\sigma_{\text{las}} N_1(L, t_0)L],$$

где σ_{las} – сечение вынужденного излучения на рабочем лазерном переходе.

Уравнение (2) решается только в квадратурах, но в ряде случаев может оказаться, что $\sigma N_1(z, t)z \ll 1$ – малый параметр. Тогда из (2) получаем

$$\frac{\partial \sigma N_{11}(z, t)z}{\partial t} \tau = \rho [1 - \exp(-\sigma N_0 z)] - \sigma N_{11}(z, t)z \rho \times \exp(-\sigma N_0 z) - \sigma N_{11}(z, t)z,$$

где $N_{11}(z, t)$ – решение уравнения (2) с частичным учетом эффекта насыщения. Три слагаемых в правой части (4) отвечают за накачку, насыщение и спонтанное излучение соответственно. В частности, уравнение (4) без второго слагаемого в правой части получается из (1), если нет насыщения, т. е. когда $I_1(z, t) = I_1(0, t) \exp(-\sigma N_0 z)$.

Изменение разности населенностей ΔN_1 периодически по времени с периодом T , поэтому необходимо задать условия, связывающие ее значения на границах периода, т. е. при $t = 0$ и $t = T$. Строго говоря, для этого необходимо использовать формулу Франца – Нодвика [25] для конкретной энергии лазерного импульса. Мы ограничимся упрощенными граничными условиями: при прохождении усиливаемого импульса величина N_1 уменьшается в $1/h$ раз в каждой точке кристалла, т. е.

$$N_1(z, 0) = h(z)N_1(z, t_0) \exp\left(\frac{t_0 - T}{\tau}\right).$$

Уравнение (4) с учетом граничного условия (5) имеет точное решение

$$N_{11}(z, t) = \frac{a_1(z)}{a_0(z) + 1} \left\{ \left[h(z) \exp\left(-\frac{T - t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \times \exp\left\{ -\frac{t}{\tau} [a_0(z) + 1] \right\} \times \left\{ 1 - h(z) \exp\left[-\frac{t_0 a_0(z) + T}{\tau} \right] \right\}^{-1} + 1 \right\},$$

где

$$a_0(z) = \rho \exp(-\sigma N_0 z); \quad a_1(z) = \frac{\rho [1 - \exp(-\sigma N_0 z)]}{\sigma z}.$$

Кроме того, легко получить решение уравнения (4), пренебрегая спонтанным излучением (N_{11i}), насыщением (N_{11t}), а также обоими этими эффектами (N_{110}):

$$N_{11i}(z, t) = \frac{a_1(z)}{a_0(z)} \left\{ \left[h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \times \exp\left[-\frac{t}{\tau} a_0(z)\right] \times \left\{ 1 - h(z) \exp\left[-\frac{t_0}{\tau} a_0(z) - \frac{T-t_0}{\tau}\right] \right\}^{-1} + 1 \right\}, \quad (8)$$

$$N_{11t}(z, t) = a_1(z) \left\{ \left[h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \times \left\{ 1 - h(z) \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right\}^{-1} + 1 \right\}, \quad (9)$$

$$N_{110}(z, t) = a_1(z) \left\{ \frac{t}{\tau} + \frac{t_0}{\tau} h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) \times \left\{ 1 - h(z) \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right\}^{-1} \right\}. \quad (10)$$

Здесь мы не уточняем, при каких условиях можно пользоваться тем или иным приближением, этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Слагаемое, отвечающее за спонтанное излучение, можно выделить и в точном уравнении (2). Общее решение (2) без учета спонтанного излучения имеет вид

$$N_{1i}(z, t) = N_0 - \frac{1}{\sigma z} \ln \left[c_1(z) \exp\left(-\frac{t}{\tau} \rho\right) + 1 \right], \quad (11)$$

где константа интегрирования $c_1(z)$ при периодических граничных условиях (5) является решением трансцендентного уравнения

$$\sigma N_0 z - \ln[c_1(z) + 1] = \left\{ \sigma N_0 z - \ln \left[c_1(z) \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho\right) + 1 \right] \right\} h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right). \quad (12)$$

В дальнейшем будем считать, что $h = 1/2 = \text{const}$. Тогда при непрерывной накачке ($t_0 = T$)

$$c_1(z) = \frac{1}{2} \left\{ \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho + \sigma N_0 z\right) - 2 + \left\{ \left[2 - \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho + \sigma N_0 z\right) \right]^2 - 4[1 - \exp(\sigma N_0 z)] \right\}^{1/2} \right\}.$$

Для наглядности набор решений системы (1) представлен в табл. 1.

Табл. 1. Набор решений систем уравнений (1) и (14).

Насыщение	Спонтанное излучение	
	Учитывается	Не учитывается
Учитывается	N_1, N_2 (точное численное решение)	N_{1i} (11)–(13), N_{2i}
Учитывается приближенно (разложение по $\sigma \Delta N_1(z, t) z \ll 1$)	N_{11} (6), (7), N_{21}	N_{11i} (8), N_{21i}
Не учитывается	N_{11t} (9), N_{21t}	N_{110} (10), N_{210}

2.2. Случай двухпроходной геометрии

Система балансных уравнений на отрезке $t = [0, t_0]$ для разности населенностей ΔN_2 в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial I_1(z, t)}{\partial z} = \sigma [\Delta N_2(z, t) - N_0] I_1(z, t),$$

$$\frac{\partial I_2(z, t)}{\partial z} = -\sigma [\Delta N_2(z, t) - N_0] I_2(z, t), \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Delta N_2(z, t)}{\partial t} = -\frac{I_1(z, t) + I_2(z, t)}{I_s \tau} [\Delta N_2(z, t) - N_0] - \frac{\Delta N_2(z, t)}{\tau},$$

где $I_1(z, t)$ и $I_2(z, t)$ – интенсивности падающего на кристалл и отраженного от зеркала излучения монохроматической накачки соответственно. Отражение от зеркала будем считать идеальным, т. е. $I_1(L, t) = I_2(L, t)$.

Действуя аналогично случаю однопроходной геометрии, из (14) получаем уравнение для $N_2(z, t)$:

$$\frac{\partial \sigma N_2(z, t) z}{\partial t} \tau = \rho \{ 1 - \exp[\sigma N_2(z, t) z - \sigma N_0 z] \} + \rho \{ \exp[2\sigma N_2(L, t) L - 2\sigma N_0 L] \times \{ \exp[-\sigma N_2(z, t) z + \sigma N_0 z] - 1 \} \} - \sigma N_2(z, t) z. \quad (15)$$

Уравнение (15) при $z = L$ совпадает с уравнением (2) с точностью до замены $\sigma \rightarrow 2\sigma$, $I_s \rightarrow I_s/2$, поэтому входящую в (15) функцию $N_2(L, t)$ можно найти из п. 2.1 с помощью указанной замены и задания граничных условий (5) с заменой индекса 1 индексом 2. Разложив правую часть (15) по малому параметру $2\sigma N_2(z, t) z \ll 1$, получим аналогичный (6)–(13) набор решений: точное решение N_{21} , решения без учета спонтанного излучения N_{21i} , без учета насыщения N_{21t} и без учета обоих этих эффектов N_{210} . Аналогично, пренебрегая спонтанным излучением в уравнении (15), находим $N_{2i}(L, t)$.

3. Анализ полученных решений

Для анализа результатов расчетов зададим конкретные параметры используемой активной среды YAG:Yb при температуре 80 К: $\tau = 1$ мс, $\sigma = 1.7 \times 10^{-20}$ см², $I_s = 14$ кВт/см², $\sigma_{\text{las}} = 7.56 \times 10^{-20}$ см², $L = 600$ мкм, и параметры накачки: $d = 6$ мм, $T = 1$ мс, $h = 1/2$. Среднюю мощность накачки $P_0 = t_0 I_0 \pi d^2 / (4T) = 1$ кВт считаем одинаковой независимо от скважности t_0/T .

Прежде всего найдем области применимости полученных решений, а затем определим оптимальную атомную концентрацию Yb (однопроцентное допирование ионами Yb соответствует их концентрации $N_0 = 1.38 \times 10^{20}$ см⁻³) и учетом конечную ширину линии поглощения ионов Yb.

3.1. Области применимости приближенных решений

Длительность импульса накачки t_0 сравнима с временем жизни на верхнем рабочем уровне τ , поэтому насыщением пренебрегать нельзя. Анализ зависимостей логарифмического коэффициента усиления $\sigma_{\text{las}} N_2(L, t) L$ от времени для решений, учитывающих спонтанное излучение (N_2 , N_{21} и N_{21t}) при $t_0 = T, T/2, T/4$ показывает, что при допировании 10 % (см. ниже п. 3.2) $N_2 \approx N_{21}$ (различие менее 0.1 %), а N_{21t} немного отличается от N_2 , хотя и не сильно (менее чем на 2 %). Таким образом, далее бу-

дем считать решение с приближенным учетом насыщения в достаточной степени точным и будем сравнивать только N_{21} и N_{21t} .

Заметим, что всегда выполняется неравенство $N_2 < N_{21} < N_{21t}$: чем более точно мы учитываем насыщение, тем меньше разность населенностей рабочих уровней. Далее все зависимости будем рассматривать в момент прихода усиливаемого импульса ($t = t_0$).

Сравним значения $N(L, t_0)$, полученные в различных приближениях. Данная величина выбрана потому, что она определяет коэффициент усиления по слабому сигналу $\exp[\sigma_{\text{las}} N(L, t_0)L]$ в момент прихода усиливаемого импульса. Как уже говорилось, значения $N(L, T)$ для случаев одно- и двухпроходной геометрий совпадают с точностью до замены $\sigma \rightarrow 2\sigma$, $I_s \rightarrow I_s/2$, поэтому достаточно рассмотреть только более интересный случай двухпроходной геометрии. Мы будем сравнивать $N_{21}(L, T)$ с $N_2(L, T)$ для нахождения области, в которой можно проводить разложение по малому параметру ($2\sigma N_2(z, t)z \ll 1$). Для нахождения областей применимости решений $N_{21t}(L, T)$, $N_{21i}(L, T)$, $N_{210}(L, T)$ и $N_{21}(L, T)$ будем сравнивать $N_{21t}(L, T)$, $N_{21i}(L, T)$ и $N_{210}(L, T)$ с $N_{21}(L, T)$, а $N_{21}(L, T)$ с $N_2(L, T)$. Критерием работоспособности приближения будем считать различие между сравниваемыми величинами менее 5%. Ограничимся рассмотрением непрерывной накачки ($t_0 = T$) и зададим $2\sigma N_0 L = 2.82$, что соответствует допированию Yb, равному 10%. В задаче всего два параметра: ρ и T/τ . Области применимости решений показаны на плоскости $\rho, T/\tau$ на рис.3.

Поясним вид кривых, ограничивающих эти области, с физической точки зрения. В области, лежащей слева от штриховой и штрих-пунктирной кривых, можно частично или полностью пренебречь влиянием эффекта насыщения. При $T \sim \tau$ насыщением можно пренебречь, если интенсивность накачки не сильно превышает интенсивность насыщения. При $T \ll \tau$ нужно уже сравнивать плотность энергии импульса накачки $I_0 t_0$ с плотностью энергии насыщения $E_s = I_s \tau$. Далее поясним вид сплош-

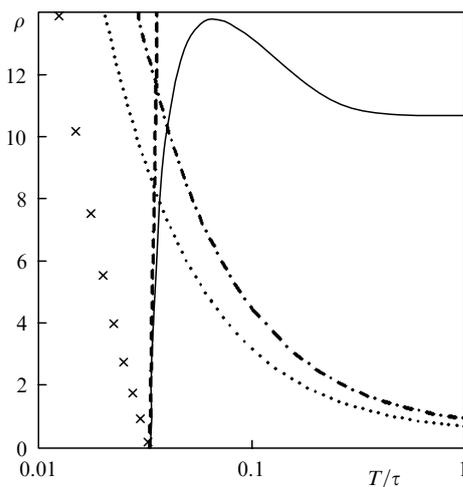


Рис.3. Области применимости полученных приближенных решений уравнения (15) на плоскости $\rho, T/\tau$ при $2\sigma N_0 L = 2.82$. В области, лежащей слева от штрих-пунктирной кривой, можно пользоваться решением $N_{21}(z, t)$, слева от штриховой и штрих-пунктирной кривых одновременно – решением $N_{21i}(z, t)$, слева от пунктирной кривой – решением $N_{210}(z, t)$, слева и выше сплошной кривой – решением $N_{21}(z, t)$. Ниже сплошной кривой и выше штрих-пунктирной для получения точности свыше 5% необходимо использовать численное решение уравнения (15).

ной кривой. Спонтанным излучением можно пренебречь, если $T \ll \tau$, или если интенсивность накачки настолько велика, что потери инверсии из-за спонтанного излучения тут же восполняются.

Анализируя полученные области, можно заметить еще один интересный факт: вдоль штрих-пунктирной кривой параметр $2\sigma N_2(L, T)L = 1.24 - 1.37$. Таким образом, решение, формально полученное, когда этот параметр много меньше единицы, справедливо в гораздо более широкой области. Данный факт имеет следующее объяснение. Уравнение (15) при $z = L$ принимает вид

$$\frac{\partial 2\sigma N_2(L, t)L}{\partial t} \tau = 2\rho - 2\rho \exp[2\sigma N_2(L, t)L - 2\sigma N_0 L] - 2\sigma N_2(L, t)L. \quad (16)$$

При $2\sigma N_0 L = 2.82$ и $2\sigma N_2(L, t)L = 1.24 - 1.37$ вклад второго слагаемого много меньше, чем первого, и ошибка, возникающая из-за неточного разложения экспоненты, мала.

3.2. Выбор параметров кристалла

КПД накачки по запасенной энергии η_s определяется как отношение запасенной в АЭ энергии к энергии накачки на входе в АЭ:

$$\eta_s = \frac{E_s \sigma_{\text{las}} N_2(L, t)L}{I_0 t_0}, \quad (17)$$

где $E_s = 2.5$ Дж/см².

На рис.4 приведены зависимости η_s от допирования Yb. Видно, что влияние насыщения при $d = 6$ мм невелико. При сохранении средней мощности накачки уменьшение t_0 приводит к увеличению запасаемой энергии, т. к. уменьшаются потери на спонтанное излучение, но это увеличение не пропорционально пиковой мощности накачки. С точки зрения материальных затрат выгоднее всего использовать непрерывный режим.

При допировании Yb свыше 10% рост запасенной энергии практически прекращается (рис.4). Однако увеличение концентрации ведет к ухудшению оптических свойств и уменьшению теплопроводности кристалла. Кроме того, распределения коэффициента усиления и,

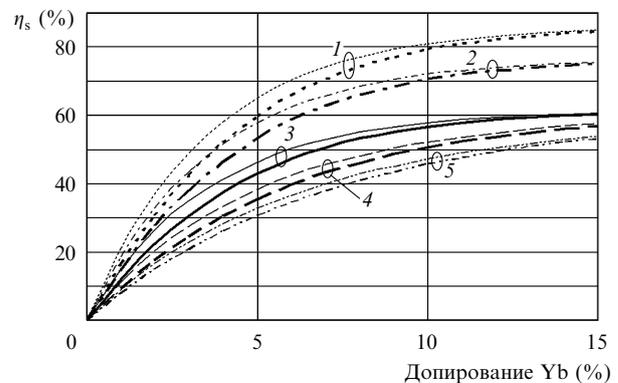


Рис.4. Зависимости КПД накачки по запасенной энергии η_s от допирования Yb при различных длительностях импульсов t_0 и ширинах спектра излучения накачки $\Delta\lambda$ на оптимальных длинах волн $\lambda_{0\text{opt}}$ без учета насыщения (тонкие кривые) и с учетом насыщения при $d = 6$ мм (жирные кривые): $t_0 = T/4$, $\Delta\lambda = 0$ (1), $t_0 = T/2$, $\Delta\lambda = 0$ (2), $t_0 = T$, $\Delta\lambda = 0$ (3), $t_0 = T$, $\Delta\lambda = 2.5$ нм (4) и $t_0 = T$, $\Delta\lambda = 5$ нм (5).

следовательно, плотности мощности тепловыделения становятся сильно неравномерными по z . Это может привести к усиленному спонтанному излучению в поперечном направлении и к увеличению негативных тепловых эффектов.

Таким образом, учитывая полученные выше результаты, разумно выбрать допирование Yb в АЭ, равное $\sim 10\%$, а режим накачки – непрерывным. При этом $\eta_s \sim 50\%$ (рис.4), т.е. при средней мощности накачки 1 кВт, частоте повторения импульсов 1 кГц и $h = 1/2$ энергия одного лазерного импульса составит 250 мДж.

3.3. Учет ширины линии поглощения и спектра накачки

Пусть спектр излучения накачки будет гауссовым, т.е. $I = I_0 g(\lambda, \lambda_0, \Delta\lambda)$, где

$$g(\lambda, \lambda_0, \Delta\lambda) = \frac{2}{\Delta\lambda} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \times \exp \left[-4(\ln 2) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda} \right)^2 \right]; \quad (18)$$

λ_0 – центральная длина волны излучения накачки; $\Delta\lambda$ – ширина его спектра. Рассмотрим сначала однопроходную геометрию накачки. При этом будем считать, что излучение накачки состоит из нескольких монохроматических волн ($\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$) с интенсивностями I'_1, I'_2, \dots, I'_N . Тогда система балансных уравнений на отрезке $t = [0, t_0]$ будет иметь вид

$$I'_1(z, t) = I'_1(0, t) \exp \left\{ \int_0^z \sigma(\lambda_1) [\Delta N_1(\xi, t) - N_0] d\xi \right\},$$

.....

$$I'_N(z, t) = I'_N(0, t) \exp \left\{ \int_0^z \sigma(\lambda_N) [\Delta N_1(\xi, t) - N_0] d\xi \right\}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \Delta N_1(z, t)}{\partial t} = - \sum_{k=1}^N \frac{I'_k(z, t)}{I_{sk} \tau} [\Delta N_1(z, t) - N_0] - \frac{\Delta N_1(z, t)}{\tau},$$

где $I_{sk} = I_s(\lambda_{\max}) \sigma(\lambda_{\max}) / \sigma(\lambda_k)$; λ_{\max} – длина волны, соответствующая максимуму функции $\sigma(\lambda)$.

Переходя к непрерывному спектру и заменяя в последнем уравнении (19) сумму интегралом, получаем решения этого уравнения в виде выражений (6)–(10), но с заменой в них $a_{0,1}(z)$ на $\int_0^\infty a_{0,1}(z) d\lambda$. Решения для двухпроходной геометрии накачки находятся аналогично. Однако в этом случае аналитического решения в пренебрежении спонтанным излучением найти не удастся.

Вычислим η_s с учетом форм контуров линий излучения накачки и поглощения. Для контура поглощения $\sigma(\lambda)$ мы использовали данные из работы [26]. Найдем оптимальную центральную длину волны накачки $\lambda_0 = \lambda_{0\text{opt}}$, при которой в АЭ запасется максимальная энергия. Построив линии уровня η_s в зависимости от допирования Yb и центральной длины волны λ_0 , находим $\lambda_{0\text{opt}}$ при фиксированном допировании Yb, равном 10%. Для примера на рис.5 приведены линии уровня η_s для ширины спектра накачки $\Delta\lambda = 2.5$ нм, что соответствует эксперименту (см. ниже). Из рис.5 видно, что $\lambda_{0\text{opt}} = 940.5$ нм. Из аналогичного графика, построенного для $\Delta\lambda = 5$ нм, следует, что $\lambda_{0\text{opt}} = 939$ нм. Для этих двух значений $\lambda_{0\text{opt}}$ на рис.4 построены зависимости η_s от допирования Yb с

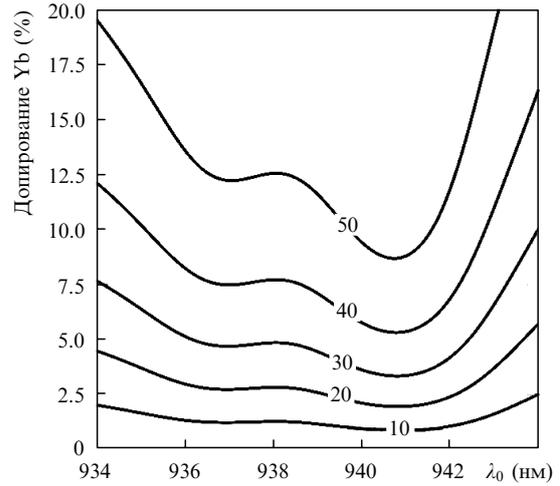


Рис.5. Линии уровня η_s (в процентах) в зависимости от допирования Yb и центральной длины волны излучения накачки λ_0 с шириной его спектра $\Delta\lambda = 2.5$ нм при $t_0 = T$.

учетом форм контуров линий излучения накачки и поглощения. Видно, что контуры линий влияют на величину η_s намного сильнее, чем насыщение, и влияние насыщения практически одинаково для разных ширины линий излучения накачки.

4. Экспериментальное исследование свойств кристалла YAG:Yb при его охлаждении до 78 К

4.1. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рис.6. Используемые кристаллы YAG:Yb (допирование 10%) имели форму тонких дисков диаметром 10 мм с толщинами 400–900 мкм. На одну из граней было нанесено диэлектрическое просветляющее покрытие, а на другую – зеркало, отражающее излучение на двух длинах волн: 940 нм (излучение накачки) и 1030 нм (лазерное излучение). Таким образом, излучение во всех экспериментах проходило через кристалл дважды. В задающем ге-

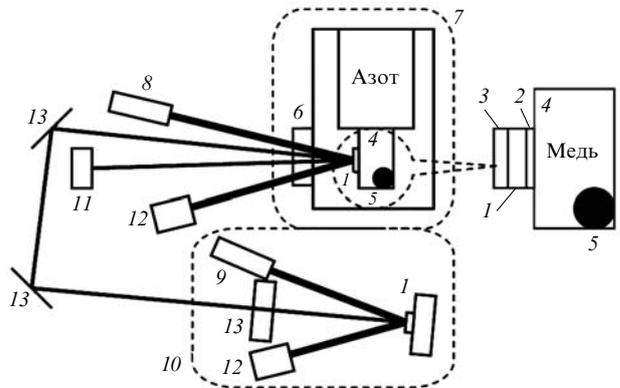


Рис.6. Схема экспериментальной установки: 1 – кристаллы YAG:Yb; 2 – слой индия; 3 – сапфировый диск; 4 – медный хладопровод; 5 – термодатчик; 6 – выходное окно; 7 – вакуумная криогенная камера; 8, 9 – диодные лазеры накачки; 10 – задающий генератор; 11 – измеритель мощности; 12 – экран; 13 – зеркало; тонкая линия – пучок излучения генератора ($\lambda \sim 1030$ нм); жирные линии – пучки излучения диодных лазеров ($\lambda \sim 940$ нм).

нераторе в качестве источника накачки 9 использовался непрерывный диодный лазер JOLD-210-SAXF-6A (Германия) мощностью 0–210 Вт с центральной длиной волны излучения 935–940 нм и шириной его спектра ~ 3 нм. В усилителе источником накачки 8 являлся диодный лазер LDM 1000-600 (Германия) мощностью 0–600 Вт с центральной длиной волны излучения 935–940 нм и шириной его спектра ~ 2.5 нм. Измерителями мощности служили измерители Gentec UP55N-400W-H9-D0 (30–400 Вт) и Gentec UP19K-50L-H5-BT (0–50 Вт). Кристаллы помещались в оптический криостат 7, представляющий собой вакуумную камеру в двойном охлаждающем сосуде, который состоял из внутреннего сосуда, имеющего непосредственный тепловой контакт с исследуемым образцом и охлаждаемого жидким азотом, и внешнего сосуда, предназначенного для создания вакуума. Излучение накачки и задающего генератора попадало на кристалл через выходное окно 6. Температура медного хладопровода измерялась термодатчиком 5. В экспериментах при комнатной температуре отвод тепла осуществлялся водой. Все оптические элементы, сквозь которые проходит излучение накачки, были изготовлены из плавленного кварца с низким коэффициентом поглощения ($\sim 10^{-5}$ см $^{-1}$), а оптические поверхности имели просветляющие покрытия с коэффициентами отражения менее 0.5%. С помощью набора линз диаметр пучка накачки мог изменяться в пределах 1.2–6 мм.

4.2. Изменение лазерных свойств кристалла при его охлаждении

В первом эксперименте измерялась доля поглощенной мощности накачки η_p в зависимости от температуры кристалла толщиной 600 мкм, помещенного в криогенную камеру. При охлаждении кристалла от 296 К до 80 К величина η_p для излучения на длине волны 939.5 нм увеличивалась с 75% до 84%, что свидетельствует об увеличении сечения поглощения ионов Yb на этой длине волны.

Для проведения следующих экспериментов на базе линейного резонатора был создан генератор с выходной мощностью до 1 Вт, шириной спектра излучения 0.5 нм и перестраиваемой при помощи фильтра Вуда [27] длиной волны в диапазоне 1028.5–1033 нм. При охлаждении исследуемого кристалла до азотных температур доля поглощенной мощности излучения на длине волны 1030 нм η_g уменьшается с 17% при 293 К до $\eta_g < 2\%$ при 80 К, что иллюстрирует уменьшение населенности нижнего рабо-

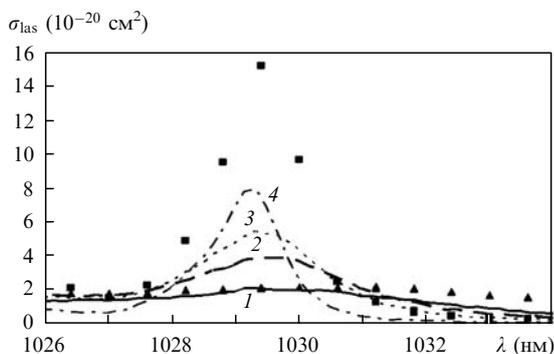


Рис. 7. Зависимости сечения вынужденного излучения на рабочем переходе в кристалле YAG:Yb с допированием 10% от длины волны λ при температуре 296 К (1), 210 К (2), 170 К (3) и 80 К (4). Точки – данные из работы [29], полученные при 80 К (■) и 300 К (▲).

чего уровня в соответствии с распределением Больцмана.

При охлаждении кристаллов кривые $\sigma_{las}(\lambda)$ смещаются, меняются их форма, значения в максимумах и ширины. Для расчета сечения вынужденного излучения на рабочем переходе при различной температуре нами был измерен спектр спонтанного излучения кристалла толщиной 600 мкм в диапазоне температур 80 К–296 К. Полученные зависимости сечения вынужденного излучения от длины волны при различных температурах приведены на рис. 7. Зависимости нормированы так, чтобы максимальное сечение при температуре 290 К было равно $\sim 2 \times 10^{-20}$ см 2 [9, 28]. Сдвиг максимума сечения составил ~ 0.3 нм (в [29] – 1 нм), а сечение в максимуме увеличилось не в восемь раз, как в [29], а в четыре раза, что согласуется с результатами работ [7–9]. Эти данные говорят о необходимости согласования длин волн генератора и усилителя даже в том случае, если они изготовлены из идентичных кристаллов.

4.3. Зависимость коэффициента усиления от мощности накачки

Экспериментально измеренные зависимости коэффициента усиления по слабому сигналу за два прохода от поглощенной мощности накачки в кристалле толщиной 600 мкм приведены на рис. 8. Зависимости получены при разных длинах волн излучения генератора. Различное положение максимумов этих зависимостей свидетельствует об уменьшении сечения вынужденного излучения и о сдвиге его максимума из-за нагрева кристалла (п. 3.1). Расчет средней температуры кристалла в наших экспериментах был проведен с помощью методов работы [30]. Используя данные рис. 7, по формулам разд. 2 были рассчитаны сплошная и штриховая кривые на рис. 8. Штриховая кривая получена для случая, когда, как и в эксперименте, к торцу кристалла прикреплен сапфировый диск (3 на рис. 6), не имеющий теплового контакта с медным

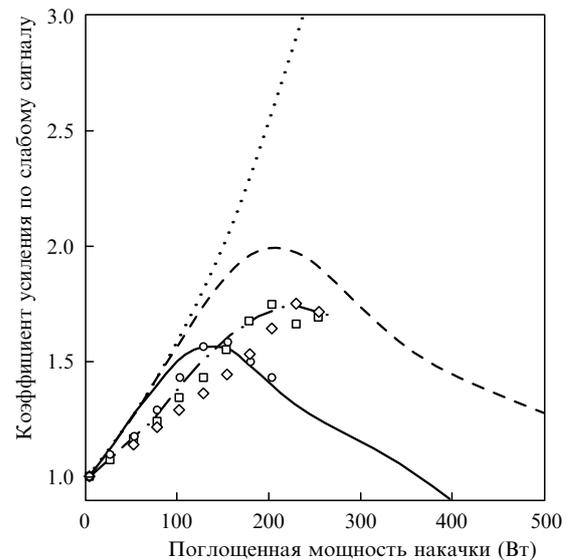


Рис. 8. Зависимости коэффициента усиления по слабому сигналу за два прохода в кристалле YAG:Yb толщиной 600 мкм от поглощенной мощности накачки при температуре 80 К. Точки – результаты эксперимента, полученные при различных длинах волн генератора. Штрих-пунктирная кривая – их огибающая. Штриховая и сплошная кривые – теоретические зависимости при наличии сапфирового диска (см. текст) и в его отсутствие соответственно. Пунктирная кривая – теоретическая зависимость без учета изменения температуры кристалла при поглощении излучения накачки.

хладопроводом (4 на рис.6) и уменьшающий среднюю температуру кристалла. В расчетах температура кристалла считалась одинаковой, средней по всему объему, а сечение вынужденного излучения при 290 К было равно 1.7×10^{-20} см². Сечение усреднялось по линии спектра излучения генератора. Неполное совпадение результатов теории и эксперимента объясняется неточностью данных о температуре кристалла и сечении вынужденного излучения, а также конечной шириной спектра излучения генератора. Принимая во внимание эти факторы, согласие теоретических и экспериментальных результатов можно признать хорошим.

5. Заключение

В работе проведены теоретическое и экспериментальное исследования основных параметров двухпроходного дискового Yb:YAG-усилителя с диодной накачкой. Получен набор приближенных решений системы дифференциальных уравнений для четырехуровневой схемы усилителя с монохроматической накачкой. Найдены области значений параметров, в которых справедливы те или иные решения. Наиболее интересным представляется решение с частичным учетом эффекта насыщения, хорошо совпадающее с точным численным решением.

Полученные формулы позволяют оценить оптимальное допирование кристалла ионами Yb, которое для кристалла толщиной 600 мкм составило 10 %.

В расчетах учтены характеристики спектров поглощения АЭ и излучения накачки (форма, ширина, центральная частота). Предложен метод поиска оптимальной центральной частоты излучения накачки. Показано, что учет характеристик спектров более важен, чем учет насыщения.

Экспериментально исследованы свойства кристалла YAG:Yb с допированием 10 % и толщиной 600 мкм при мощности накачки до 600 Вт как при комнатной температуре, так и при температуре 80 К. При охлаждении кристалла наблюдается сдвиг центра контура усиления (~0.3 нм) и увеличение сечения вынужденного излучения (в четыре раза), а также опустошение нижнего рабочего уровня. Измерена зависимость коэффициента усиления по слабому сигналу (максимальное значение 1.7) от поглощенной мощности накачки. Имеет место качественное соответствие результатов эксперимента и теоретических расчетов, учитывающих температурные зависимости спектральных и теплофизических характеристик YAG:Yb.

В целом результаты работы показывают возможность создания криогенного дискового импульсно-периодического лазера на YAG:Yb с частотой повторения импульсов 1 кГц, энергией импульса 250 мДж и длительностью 100 пс при мощности накачки 1 кВт.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы» и гранта РФФИ № 08-02-99044-р_офи.

1. Tavella F., Marcinkevicius A., Krausz F. *Opt. Express*, **14**, 12822 (2006).
2. Nakai S., Kanabe T., Kawashima T., Yamanaka M., Izawa Y., Nakatuka M., Kandasamy R., Kan H., Hiruma T., Niino M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 29 (2000).
3. Kawashima T., Kanzaki T., Matsui H., Kanabe T., Yamanaka M., Izawa Y., Nakai S., Matsui K., Miyamoto M., Kan H., Hiruma T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 596 (2000).
4. Bibeau C.M., Bayramian A.J., Beach R.J., Campbell R.W., DeWald A., Davis W.H., Dawson J.W., DiMercurio L.E., Ebberts C.A., Freitas B.L., Hill M.R., Hood K.M., Kanz K.V., Menapace J.A., Payne S.A., Randles M.H., Rankin J.E., Schaffers K.I., Stoltz C.J., Tassano J.B., Telford S.J., Utterback E.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5332**, 244 (2004).
5. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986, с. 199).
6. Koehner W. *Solid-State Laser Engineering* (Berlin: Springer, 1999).
7. Bass M., Weichman L., Vigil S., Brickeen B.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 741 (2003).
8. Rapaport A., Zhao Z., Xiao G., Howard A., Bass M. *Appl. Opt.*, **41**, 7052 (2002).
9. Dong J., Bass M., Mao Y., Deng P., Gan F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1975 (2003).
10. Sennaroglu A. *Appl. Opt.*, **38**, 3253 (1999).
11. Krupke W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1287 (2000).
12. Brown D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 560 (1998).
13. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
14. Brown D.C., Bowman R., Kuper J., Lee K.K., Menders J. *Appl. Opt.*, **25**, 612 (1986).
15. Lee J.-C., Kelly J.H., Smith D.L., Jacobs S.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2238 (1988).
16. Schulz P.A., Henion S.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1039 (1991).
17. Ripin D.J., Ochoa J.R., Aggarwal R.L., Fan T.Y. *Opt. Lett.*, **29**, 2154 (2004).
18. Backus S., Bartels R., Thompson S., Dollinger R., Kapteyn H.C., Murnane M.M. *Opt. Lett.*, **26**, 465 (2001).
19. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., Kawashima T., Izawa Y. *Appl. Phys. B*, **80**, 635 (2005).
20. Brown D.C. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 587 (2005).
21. Tokita S., Kawanaka J., Izawa Y., Fujita M., Kawashima T. *Opt. Express*, **15**, 3955 (2007).
22. Cai H., Zhou J., Zhao H., Qi Y., Lou Q., Dong J., Wei Y. *Chin. Opt. Lett.*, **6**, 852 (2008).
23. Bahbah S., Albach D., Assemat F., Bourdet G., Chanteloup J.-C., Piatti P., Pluinage M., Vincent B., Touzé G.L. *J. Phys. Conf. Ser.*, **112**, 032053 (2008).
24. Brasseur J.K., Abeeluck A.K., Awtry A.R., Meng L.S., Shortoff K.E., Miller N.J., Hampton R.K., Cuchiara M.H., Neumann D.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6952**, 69520L (2008).
25. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
26. Brown D.C., Cone R.L., Sun Y., Equall R.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 604 (2005).
27. Baum A., Grebner D., Paa W., Triebel W., Larionov M., Giesen A. *Appl. Phys. B*, **81**, 1091 (2005).
28. Giesen A., Hugel H., Voss A., Witting K., Brauch U., Opower H. *Appl. Phys. B*, **58**, 365 (1994).
29. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., Kawashima T., Izawa Y. *Techn. Dig. CLEO/QELS'2006* (Long Beach, Cal., USA, 2006). <https://lasers.llnl.gov/programs/psa/pdfs/hec-dpssl06/05picosecond.pdf>.
30. Вяткин А.Г., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 814 (2009).