

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра «Лазерная техника и технология»

Н.В. Кулешов
А.С. Ясюкевич

АКТИВНЫЕ СРЕДЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Учебно-методическое пособие
по дисциплинам «Твердотельные лазерные системы»
и «Теория и расчет лазеров»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
высших учебных заведений Республики Беларусь
по образованию в области приборостроения*

Минск
БНТУ
2010

УДК 621.373.826:535.33(075.8)

ББК 32.86-5я7

К 90

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, профессор *К.В. Юмашев*;

канд. физ.-мат. наук, доцент *Н.В. Кондратюк*

Кулешов, Н.В.

К 90 Активные среды твердотельных лазеров: учебно-методическое пособие по дисциплинам «Твердотельные лазерные системы» и «Теория и расчет лазеров» / Н.В. Кулешов, А.С. Ясюкевич. – Минск: БНТУ, 2010. – 134 с.

ISBN 978-985-525-559-9.

Пособие предназначено для студентов специальности 1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы» специализации 1-38 01 02 02 «Лазерные системы и технологии» и может быть полезно для студентов других приборостроительных специальностей с целью ознакомления с основными активными средами твердотельных лазеров и методами определения их характеристик. Издание состоит из 8 глав, в которых рассмотрены методы определения спектроскопических характеристик активных сред, приведены уравнения, описывающие работу лазеров в непрерывном режиме и режиме пассивной модуляции добротности, и представлены активные лазерные среды на основе кристаллов и стекол с ионами редкоземельных элементов и переходных металлов.

УДК 621.373.826:535.33(075.8)

ББК 32.86-5я7

ISBN 978-985-525-559-9

© Кулешов Н.В.,
Ясюкевич А.С., 2010
© БНТУ, 2010

ВВЕДЕНИЕ

Твердотельные лазеры на основе кристаллов с ионами переходных и редкоземельных элементов, известные уже более 40 лет, переживают мощный подъем в последнее время. Он обусловлен рядом причин, важнейшими из которых являются: быстрый прогресс в технологии производства лазерных диодов, обеспечивший новые эффективные источники накачки и возможность создания полностью твердотельных (т.е. состоящих только из твердотельных оптических элементов) лазеров; получение перестраиваемой по длине волны генерации на электронно-колебательных переходах ионов переходных металлов при комнатной температуре; открытие новых методов получения импульсов ультракороткой длительности (в первую очередь – методов, основанных на использовании полупроводниковых пассивных затворов). Благодаря интенсивному развитию твердотельных лазеров реальностью стали компактные лазерные системы с мощностью излучения в сотни ватт, способные перестраивать длину волны излучения в широком спектральном интервале (диапазон перестройки некоторых активных сред достигает 400 нм), а также системы, позволяющие генерировать импульсы длительностью несколько фемтосекунд. Разработаны новые лазерные материалы, способные эффективно генерировать лазерное излучение при диодной накачке и успешно конкурировать с хорошо известными и широко используемыми активными средами. Так, например, кристалл ванадата иттрия с неодимом (Nd:YVO_4) оказался вполне конкурентоспособным, а для ряда применений и более предпочтительным, по сравнению с самым распространенным до последнего времени кристаллом иттрий-алюминиевого граната с неодимом. Очень быстро прогрессируют лазеры на основе содержащих иттербий кристаллов, которые превосходят неодимовые лазеры по эффективности и мощности излучения и позволяют, к тому же, перестраивать длину волны излучения. Новые лазерные ионы (Cr^{4+} , Cr^{2+} и др.) генерируют излучение, перестраиваемое в ИК диапазоне вплоть до 3 мкм, а на ионах Ce^{3+} получена генерация в ультрафиолетовой области.

Возможность использования кристаллов и стекол с примесными ионами в качестве активных сред для твердотельных лазеров определяется в первую очередь спектроскопическими свойствами при-

месного иона, а также оптическими, механическими и тепловыми свойствами матрицы. В настоящем пособии даются методы определения спектроскопических характеристик активных сред, приведены уравнения, описывающие работу лазеров и усилителей в непрерывном режиме и режиме пассивной модуляции добротности, и представлены активные лазерные среды на основе кристаллов и стекол с ионами редкоземельных элементов и переходных металлов, в том числе новые активные среды, получившие наибольшее практическое распространение.

1. ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ СВЕТА. ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫЕ И КВАЗИТРЕХУРОВНЕВЫЕ СРЕДЫ

Описание работы лазеров базируется на представлениях о взаимодействии излучения с веществом, которые последовательно даются в рамках квантовой электродинамики. Здесь учитываются, в общем случае, фазовые соотношения между электромагнитным полем (светом) и поляризацией среды. Однако, основные результаты, касающиеся физики лазеров, работающих в непрерывном режиме и режиме модуляции добротности, могут быть получены в рамках более простого вероятностного подхода, который основан на системе скоростных (кинетических, балансных) уравнений. Эти уравнения определяют скорость обмена энергией между полем в резонаторе и активной средой. Считается, что уровни энергии активной среды и вероятности переходов между ними заданы. Задача сводится к определению населенностей уровней на основе скоростных уравнений. Затем рассчитываются мощности поглощения и испускания излучения активными центрами. Более подробное изложение вопроса об условиях применимости вероятностного подхода при описании работы лазеров можно найти, например, в [1, 2].

Одними из основных параметров, которые описывают переходы между уровнями энергии активной среды под воздействием излучения (вынужденные, индуцированные переходы) и самопроизвольные (спонтанные) переходы являются феноменологические коэффициенты Эйнштейна. Рассмотрим простую атомную систему, которая характеризуется двумя узкими уровнями энергии (см. рис. 1.1). Энергии нижнего и верхнего уровней E_1 и E_2 , соответственно. Населенности этих уровней (т.е. число частиц на первом или втором уровне в расчете на единицу объема) – N_1 и N_2 .

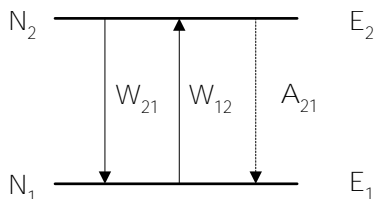


Рис. 1.1. Схема двухуровневой атомной системы

Спектроскопическая вероятность (т. е. вероятность того, что событие произойдет в единицу времени) индуцированного W_{12} (W_{21}) перехода $1 \rightarrow 2$ ($2 \rightarrow 1$) пропорциональна спектральной объемной плотности энергии света $U(\nu_0)$ на частоте резонансного перехода, которая определяется согласно Бору как $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$, где h – постоянная Планка. Далее, говоря о вероятностях, мы будем иметь в виду именно спектроскопическую вероятность, если не будет оговорено иное.

$$W_{12} = B_{12} U(\nu_0) \quad (1.1)$$

$$W_{21} = B_{21} U(\nu_0) \quad (1.2)$$

Спектроскопическая вероятность спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$ определяется коэффициентом Эйнштейна A_{21} . Между коэффициентами Эйнштейна может быть установлена связь, см., например, [3, 4].

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}; \quad (1.3)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu_0^3 n^2 h}{c^3} B_{21}, \quad (1.4)$$

где g_1 и g_2 – спектроскопические вырождения уровней 1 и 2, соответственно, n – показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме.

Скорость спонтанных переходов $2 \rightarrow 1$ с испусканием кванта энергии $h\nu_0$

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{sp} = -N_2 A_{21}. \quad (1.5)$$

Мощность спонтанного излучения в единице объема на частоте ν_0

$$P_{sp}(\nu_0) = - \frac{d(N_2 h\nu_0)}{dt} = N_2 A_{21} h\nu_0. \quad (1.6)$$

Скорость индуцированных переходов $1 \rightarrow 2$ с поглощением кванта энергии $h\nu = E_2 - E_1$ определяется как

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 W_{12} + N_2 W_{21} = -B_{12} U \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right). \quad (1.7)$$

Мощность поглощения излучения в единице объема на частоте ν_0

$$P_{abs} = -\frac{d(N_1 h\nu_0)}{dt} = h\nu_0 B_{12} U \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \quad (1.8)$$

Аналогичные соотношения могут быть записаны и для переходов $2 \rightarrow 1$ с испусканием кванта энергии $h\nu_0$.

Из (1.7) и (1.8) видно, что процессы поглощения и стимулированного испускания неразрывно связаны друг с другом. В общем случае невозможно предложить экспериментальный метод, который бы позволял регистрировать отдельно поглощение и стимулированное испускание на одной и той же частоте.

Отметим, что вынужденные переходы с поглощением энергии, как правило, называются просто «переходы с поглощением (энергии)». Размерность коэффициентов Эйнштейна для вынужденных переходов $[B_{ij}] = \text{м}^3 \cdot \text{Гц} / (\text{Дж} \cdot \text{с})$, а для спонтанных — $[A_{21}] = 1/\text{с}$.

Если энергетические уровни не являются узкими, то следует перейти к спектральным коэффициентам Эйнштейна. Спектральный коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов $A_{21} g(\nu)$ определяется как вероятность спонтанных переходов с испусканием света в единичном интервале частот в окрестности частоты ν . Функция $g(\nu)$ называется формой спектральной линии или форм-фактор спектральной линии. Она нормирована следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \quad \text{и} \quad \int_{-\infty}^{\infty} A_{21} g(\nu) d\nu = A_{21},$$

так что A_{21} есть интегральная по спектру вероятность спонтанных переходов. Об определении формы спектральной линии будет подробно рассказано далее.

Мощность спонтанного излучения в единице объема, приходящаяся на интервал частот $\Delta\nu$ в окрестности частоты ν

$$\Delta P_{sp} = N_2 A_{21} g \hbar \nu \Delta\nu. \quad (1.9)$$

Интегральная по спектру объемная плотность мощности спонтанного излучения

$$P_{sp} = N_2 A_{21} \int g \hbar \nu d\nu. \quad (1.10)$$

При рассмотрении индуцированных переходов следует учитывать, что в общем случае спектрально уширенными являются как коэффициенты B_{ij} так и плотность световой энергии U . Тогда для объемной плотности поглощаемой мощности излучения в интервале частот $\Delta\nu$ в окрестности частоты ν справедливо выражение

$$\Delta P_{abs} = -\frac{dU}{dt} = \hbar \nu B_{12} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \Delta\nu. \quad (1.11)$$

Интегральная по спектру объемная плотность мощности поглощения запишется в виде

$$P_{abs} = -\frac{dU}{dt} = \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \int \hbar \nu B_{12} d\nu, \quad (1.12)$$

где U – интегральная по спектру объемная плотность световой энергии. Спектральные коэффициенты Эйнштейна имеют следующие размерности A_{21} – безразмерная величина, так как $[A_{21}] = 1/(\text{с Гц})$, $[B_{ij}] = \text{м}^3/(\text{с Дж})$.

Эти результаты позволяют получить выражение для коэффициента поглощения k_{abs} . При распространении светового пучка в поглощающей однородной изотропной среде вдоль некоторого направления, скажем вдоль оси z , уменьшение интенсивности I описывается законом Бугера

$$dI = -k_{abs} I dz. \quad (1.13)$$

Так как $U = I/c$ и $dU/dt = dI/dz$, то с учетом (1.11) можно получить

$$k_{abs} = \frac{B_{12} \nu n}{c} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right). \quad (1.14)$$

При $N_2 \approx 0$ (слабые световые потоки) имеем

$$k_{abs} = \frac{B_{12} \nu n}{c} N_1. \quad (1.15)$$

Совершенно аналогично можно получить и выражение для коэффициента усиления k_l

$$k_l = \frac{B_{21} \nu n}{c} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right). \quad (1.16)$$

В условиях термодинамического равновесия для населенностей энергетических уровней 1 и 2 справедливо распределение Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (1.17)$$

В этом случае для двухуровневой атомной системы $(N_2 - g_2/g_1 N_1) > 0$ и усиление света на частоте перехода отсутствует – свет поглощается. Более того, даже при взаимодействии такой атомной системы с мощными световыми потоками не удастся достичь условия $k_l > 0$. Для получения усиления необходимо наличие в атомной системе и дру-

гих энергетических уровней, которые при взаимодействии с излучением накачки позволят создать для рассматриваемой пары уровней условие для усиления света $\langle \sqrt{2} - g_2/g_1 N_1 \rangle > 0$. В этом случае часто говорят об «инверсии населенностей» уровней, т.е. о нарушении равновесного (больцмановского) распределения населенностей уровней.

Выражения для коэффициентов поглощения и усиления можно записать в более компактном виде при введении новых характеристик, описывающих переходы с поглощением света:

$$\sigma_{12} \langle \epsilon \rangle \cong \sigma_{abs} \langle \epsilon \rangle \cong \frac{B_{12} \langle \epsilon \rangle \nu n}{c} \quad (1.18)$$

– сечение поглощения. Аналогично для вынужденных переходов с испусканием света

$$\sigma_{21} \langle \epsilon \rangle \cong \sigma_{em} \langle \epsilon \rangle \cong \frac{B_{21} \langle \epsilon \rangle \nu n}{c} \quad (1.19)$$

– сечение вынужденных (стимулированных) переходов.

Из (1.15) и (1.16) видно, что сечения характеризуют поглощающую (испускающую) способность рассматриваемой атомной системы в расчете на один поглощающий (излучающий) центр. Размерность сечений – «м²», что и обусловило название этой физической величины. В настоящее время именно сечения чаще всего используются для описания спектроскопических характеристик лазерных материалов.

Для создания твердотельных лазеров используются кристаллы и стекла, которые активированы ионами редкоземельных элементов (РЗЭ) и переходных металлов (ПМ). В настоящее время наиболее часто используются материалы с четырех- и квазитрехуровневой схемами энергетических уровней. К первой группе материалов относятся кристаллы и стекла, активированные ионами Nd³⁺ (длина волны генерации в области 1,06 мкм), а так же Ti³⁺:Al₂O₃, Cr²⁺:ZnSe и другие. Вторая группа материалов в наибольшей степени представлена кристаллами и стеклами, активированными ионами Yb³⁺, а также Er³⁺, Tm³⁺ и другими. Кратко остановимся на особенностях лазерных материалов, связанных со структурой

энергетических уровней. Для определенности рассмотрим кристалл иттрий алюминиевого граната (YAG), активированный ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} . Схемы энергетических уровней, согласно [5] представлены на рис. 1.2 и 1.3. Энергии уровней отсчитываются от энергии самого низко расположенного (основного) уровня для каждого из ионов.

В кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазерный переход на 1,064 мкм осуществляется при переходе между подуровнями мультиплетов ${}^4\text{F}_{3/2}$ и ${}^4\text{I}_{11/2}$ (уровни 3 и 2 на рис. 1.2). Сравним населенности нижнего лазерного уровня (2) с населенностью уровня основного (1) в условиях термодинамического равновесия. Так как энергия уровня (2) – 2110 см^{-1} , а при температуре $T = 300 \text{ К}$ энергия «теплового кванта энергии» $kT = 208 \text{ см}^{-1}$, то населенность нижнего лазерного уровня составляет от населенности основного менее 0,005 %. Для более высоко расположенного верхнего лазерного уровня (3) эта величина еще меньше. Это означает, что при отсутствии излучения накачки лазерные уровни практически пусты.

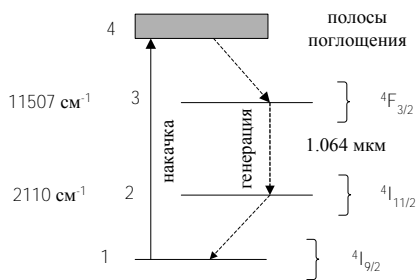


Рис. 1.2. Схема энергетических уровней Nd^{3+} в YAG

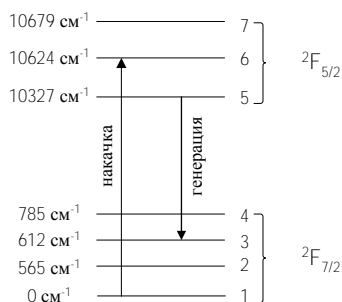


Рис. 1.3. Схема энергетических уровней Yb^{3+} в YAG

Верхний лазерный уровень является метастабильным («долгоживущим») со временем жизни $\tau \approx 230 \text{ мкс}$, нижний уровень эффективно опустошается за счет безизлучательных переходов, время его жизни составляет $\ll 1 \text{ нс}$. Все это приводит к тому, что доста-

точно легко можно создать инверсию населенностей для лазерных уровней, когда $N_3 > N_2$ (здесь $g_1 = g_2$). Это приводит к появлению усиления на частоте лазерного перехода с коэффициентом усиления

$$k_l = \sigma(N_3 - N_2) \approx \sigma \Delta N \approx \sigma N_3. \quad (1.20)$$

Величину ΔN называют инверсной населенностью, которая в данном случае практически равна населенности верхнего лазерного уровня. Только при генерации (усилении) лазерных импульсов, сравнимых по длительности со временем жизни нижнего лазерного уровня следует учитывать населенность N_2 .

Структура энергетических уровней иона иттербия сравнительно проста. Она представлена двумя электронными уровнями: $^2F_{7/2}$ – нижний и $^2F_{5/2}$ – верхний, каждый из которых расщеплен в электрическом поле матрицы¹ (кристалл, стекло) на несколько подуровней (штарковская структура уровней). Эту совокупность подуровней будем в дальнейшем называть мультиплетом. Время жизни иона Yb^{3+} на верхнем мультиплете – 930 мкс. Как видно из рис. 1.3, энергетические подуровни нижнего и верхнего мультиплетов отстоят от самого нижнего в каждом из них на величину сравнимую со значением энергии kT при комнатной температуре. Это приводит к существенному заселению, подуровней на обоих мультиплетах. Например, на 1, 2, 3 и 4 подуровнях нижнего мультиплета находится $\approx 87, 6, 5$ и 2% от общего числа ионов иттербия на этом мультиплете. Разумеется, при отсутствии накачки верхний мультиплет пуст, так как энергетическое положение нижнего подуровня верхнего мультиплета много больше значения kT при комнатной температуре. Излучение накачки приводит к появлению ионов иттербия на верхнем мультиплете, которые очень быстро распределяются по подуровням согласно соотношению Больцмана (1.17). Тот факт, что подуровни обоих мультиплетов заселены, приводит к тому, что на длине волны генерируемого (усиливаемого) излучения имеет место не только усиление, но поглощение света. Аналогично, излучение накачки будет не только заселять верх-

¹ Такое электрическое поле, которое действует на ион, внедренный в кристалл или стекло, часто в литературе называют кристаллическим полем.

ний мультиплет, но и одновременно будет его опустошать за счет вынужденных переходов.

Проиллюстрируем это на примере спектров усиления $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$. Спектры сечений поглощения иона Yb^{3+} σ_{abs} и стимулированного испускания σ_{em} не совпадают друг с другом и их ширины составляют несколько десятков нанометров [1]-(см. рис. 4).

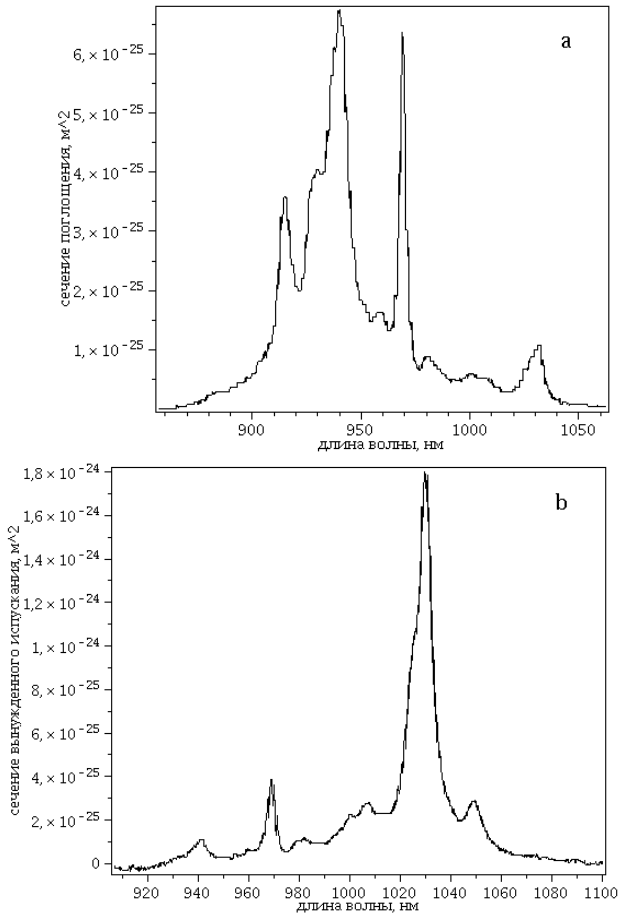


Рис. 1.4. Спектры сечений поглощения (а) и стимулированного испускания (б)

Коэффициент усиления в этом случае имеет вид

$$k_l \approx N_2 \sigma_{em} - N_1 \sigma_{abs} \quad (1.21)$$

где N – концентрация ионов иттербия, $\beta = N_2/N$ – относительная заселенность верхнего мультиплета. Для $\text{Yb}^{3+} : \text{YAG}$ $N = 6,9 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ и для $\beta = 10\%$, 15% и 20% коэффициент усиления, рассчитанный по (1.21) представлен на рис. 1.54.

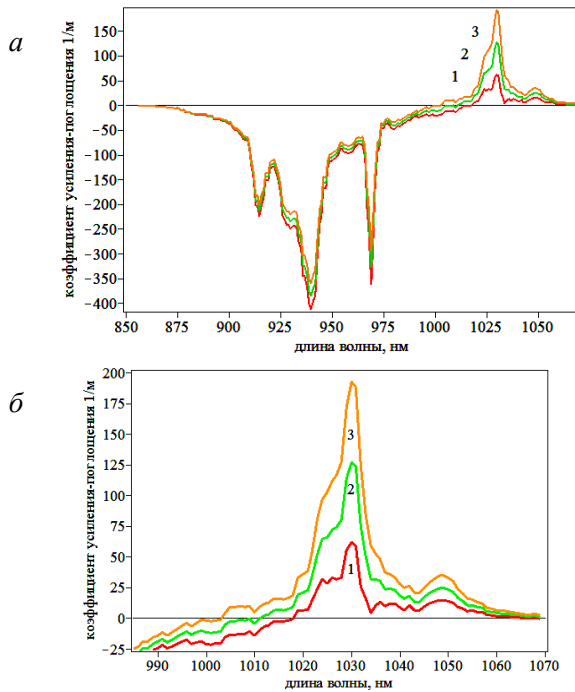


Рис. 1.4. Спектр коэффициента усиления $\text{Yb}^{3+}(5\%):\text{YAG}$ при различных значениях β :

a – обзорный спектр; *б* – фрагмент спектра в области усиления

Как видно из рис. 1.4, при одной и той же населенности верхнего мультиплета для одних длин волн коэффициент усиления больше нуля, для других меньше, т.е. для них имеет место поглощение. Поэтому такие зависимости часто называют спектром усиления-поглощения. Для некоторой длины волны коэффициент усиления (погло-

щения) равен нулю. В этом случае говорят, что на данной длине волны наступает просветление. Из рис. 1.4, б видно, что с увеличением β усиление растет, спектр коэффициента усиления расширяется и смещается в коротковолновую область. Смещается в коротковолновую область также и максимум полосы коэффициента усиления, это особенно заметно для тех материалов, где нет такого четко выраженного максимума в области усиления как для $\text{Yb}:\text{YAG}$. Коэффициент поглощения с увеличением β уменьшается, так как увеличивается число вынужденных переходов с испусканием света, что и приводит к уменьшению поглощения. Таким образом, в отличие от активных сред типа $\text{Nd}:\text{YAG}$, для квази трехуровневых сред усиление и поглощение света не определяется однозначно только населенностью верхнего мультиплета, но также существенно зависит от длины волны усиливаемого (поглощаемого) излучения.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРОВ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ И СТИМУЛИРОВАННОГО ИСПУСКАНИЯ

Поглощение активного материала в общем случае может быть охарактеризовано тремя спектрами поглощения, зарегистрированными в поляризованном свете, так чтобы свет был поляризован параллельно осям эллипсоида показателей преломления*. Тогда сечения поглощения вычисляются следующим образом (см. 1.15 и 1.18):

$$\sigma_{abs}^{\alpha} \llcorner \cong \frac{k_{abs}^{\alpha} \llcorner}{N} \quad (2.1)$$

Спектры сечений стимулированного испускания могут быть определены либо по методам соответствия (МС), либо по методу (формуле) Фюхтбауэра–Ладенбурга (ФЛ). Методы соответствия применимы для квазитрехуровневых активных материалов, и основаны на том, что между спектрами сечений поглощения и стимули-

* Поглощение света в анизотропных средах характеризуется тензором проводимости, который диагонализуется одновременно с тензором показателей преломления для кристаллических сингоний не ниже ромбической. В остальных случаях, для сингоний более низкой симметрии (моноклинной и триклинной) это справедливо только приближенно.

рованного испускания при переходах между подуровнями нижнего и верхнего мультиплетов можно установить связь (соответствие). Рассмотрим схему энергетических уровней квазитрехуровневого активного материала (см. рис. 2.1). Подуровни верхнего мультиплета будем обозначать индексами j , нижнего – i , энергетическое расстояние между нижними подуровнями каждого мультиплета – E_{Zl} . Эффективное сечение поглощения света на частоте ν при переходе с подуровня i нижнего мультиплета на подуровень j верхнего мультиплета можно записать в виде

$$\sigma_{abs}^{ij} = \frac{g_j \exp\left(\frac{-E_i}{kT}\right)}{Z_l} \sigma_{ij} g_i, \quad (2.2)$$

где σ_{ij} – сечение перехода $i \rightarrow j$, $g_i \exp(-E_i/kT)/Z_l$ – вероятность заселения i подуровня, $g_x = g_x(i, j)$ – спектроскопическое вырождение подуровня с индексом x , $Z_{l(u)} = \sum_m g_m \exp(-E_m/kT)$ – статистическая сумма нижнего (l) (верхнего (u)) мультиплета, здесь суммирование производится по подуровням нижнего (верхнего) мультиплета.

Суммирование по всем парам подуровней обоих мультиплетов даст полное сечение поглощения на частоте ν .

$$\sigma_{abs} = \frac{1}{Z_l} \sum_{i,j} g_i g_j \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \sigma_{ij} \quad (2.3)$$

Аналогичное выражение можно записать для сечения стимулированного испускания на частоте ν при переходах с верхнего на нижний мультиплет

$$\sigma_{em} = \frac{1}{Z_u} \sum_{i,j} g_j g_i \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right) \sigma_{ji} \quad (2.4)$$

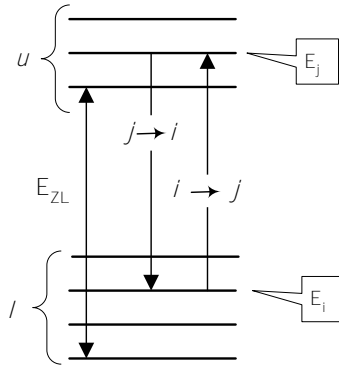


Рис. 2.1. Схема энергетических уровней квази трехуровневого материала:
u – (*upper*) верхний мультиплет; *l* – (*lower*) нижний мультиплет

Суммирование по всем парам подуровней обоих мультиплетов даст полное сечение поглощения на частоте ν .

$$\sigma_{abs} \llbracket \ggg \frac{1}{Z_l} \sum_{i,j} g_i g_j \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \sigma_{ij} \llbracket \ggg \quad (2.3)$$

После деления (2.4) на (2.3) с учетом того, что $\sigma_{ij} \llbracket \ggg \sigma_{ji} \llbracket \ggg$ и $h\nu = E_{ZL} + E_j - E_i$ получим следующую формулу, которая и представляет собой математическое выражение метода соответствия:

$$\sigma_{em} \llbracket \ggg \sigma_{abs} \llbracket \ggg \frac{Z_l}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - h\nu}{kT}\right). \quad (2.5)$$

На практике удобнее пользоваться не частотой, а длиной волны, тогда (2.5) запишется в виде

$$\sigma_{em} \llbracket \ggg \sigma_{abs} \llbracket \ggg \frac{Z_l}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - hc/\lambda}{kT}\right). \quad (2.6)$$

Для анизотропных сред следует в общем случае определять три спектра сечений поглощения и, соответственно, три спектра сечений стимулированного испускания. Таким образом, для того чтобы определить сечения стимулированного испускания методом соответствия нужно знать:

- в общем случае, три спектра сечений поглощения;
- структуру энергетических уровней мультиплетов;
- температуру активной среды.

В [7] был предложен вариант метода соответствия – модифицированный (интегральный) метод соответствия, где нет необходимости знать структуру энергетических уровней. Расчет спектров стимулированного испускания производится на основе спектров сечений поглощения, показателя преломления, радиационного времени жизни примесного центра на верхнем мультиплете τ_{rad} . Последнюю величину можно во многих случаях достаточно просто определить экспериментально. Для анизотропных сред под величиной показателя преломления понимают среднее значение трех главных показателей преломления кристалла.

$$\sigma_{em}^{\alpha}(\nu) = \frac{3c^2 \exp(-h\nu/(kT))}{8\pi n^2 \tau_{rad} \sum_{\beta} \int \sigma_{abs}^{\beta}(\nu) \nu^2 \exp(-h\nu/(kT)) d\nu} \sigma_{abs}^{\alpha}(\nu), \quad (2.7)$$

или в длинах волн

$$\sigma_{em}^{\alpha}(\lambda) = \frac{3 \exp(-hc/(kT\lambda))}{8\pi n^2 \tau_{rad} c \sum_{\beta} \int \lambda^{-4} \sigma_{abs}^{\beta}(\lambda) \exp(-hc/(kT\lambda)) d\lambda} \sigma_{abs}^{\alpha}(\lambda), \quad (2.8)$$

где α и β – индексы, обозначают поляризацию света.

Таким образом, для нахождения спектров сечений стимулированного испускания по модифицированному методу соответствия необходимо знать:

- в общем случае, три спектра сечений поглощения;
- радиационное время жизни;
- показатель преломления;
- температуру активной среды.

Этим методом удобно пользоваться при исследовании характеристик новых лазерных материалов, для которых структура энергетических уровней неизвестна.

И, наконец, спектры сечений стимулированного испускания могут быть рассчитаны по спектрам люминесценции по формуле Фюхтбауэра–Ладенбурга. В зависимости от типа используемого фотоприемника, спектр люминесценции регистрируется в единицах «фотон/(м×с)» – I_{21}^{α} либо «Вт/м» – W_{21}^{α} и соответственно этому, спектр сечений рассчитывается по формулам

$$\sigma_{em}^{\alpha}(\lambda) = \frac{\lambda^4}{8\pi n^2 \tau_{rad} c} \frac{3 I_{21}^{\alpha}(\lambda)}{\sum_{\beta} \int I_{21}^{\beta}(\lambda) d\lambda}$$

$$\text{и } \sigma_{em}^{\alpha}(\lambda) = \frac{\lambda^5}{8\pi n^2 \tau_{rad} c} \frac{3 W_{21}^{\alpha}(\lambda)}{\sum_{\beta} \int \lambda W_{21}^{\beta}(\lambda) d\lambda}. \quad (2.9)$$

Для узких линий $\int \lambda W_{21}^{\alpha}(\lambda) d\lambda \approx \lambda \int W_{21}^{\alpha}(\lambda) d\lambda$. В этом случае для расчета $\sigma_{em}^{\alpha}(\lambda)$ можно пользоваться любой из формул, независимо от того, в каких единицах измеряется мощность люминесценции.

Итак, для того чтобы рассчитать спектры сечений стимулированного испускания необходимо знать

- в общем случае три спектра люминесценции;
- радиационное время жизни;
- показатель преломления.

Следует также отметить, что методы соответствия применимы в тех случаях, когда для одних и тех же уровней возможны переходы с испусканием и поглощением света. Например для лазерных уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{11/2}$ иона неодима нельзя зарегистрировать в обычных условиях спектр поглощения, так как уровень ${}^4I_{11/2}$ пуст, из-за быстрой безизлучательной релаксации, и практически единственный метод, который позволяет определить спектр сечения стимулированного испускания – это формула Фюхтбауэра–Ладенбурга. Для квази трехуровневых активных материалов «работают» все три метода. На рис. 2.2 в качестве примера представлены спектры сечений стимулированного испускания для лазерного материала $Yb^{3+} : LiLuF_4$. Сечения, рассчитанные по методам соответствия взяты из [8], а по фор-

муле Фюхтбауэра–Ладенбурга из [9]. Данный кристалл является одноосным, поэтому его можно охарактеризовать двумя спектрами сечений поглощения и стимулированного испускания: поляризация света вдоль и перпендикулярно оптической оси. Спектры сечений, соответствующие этим поляризациям в литературе часто называют спектрами для π и σ поляризации («пи» и «сигма» поляризации).

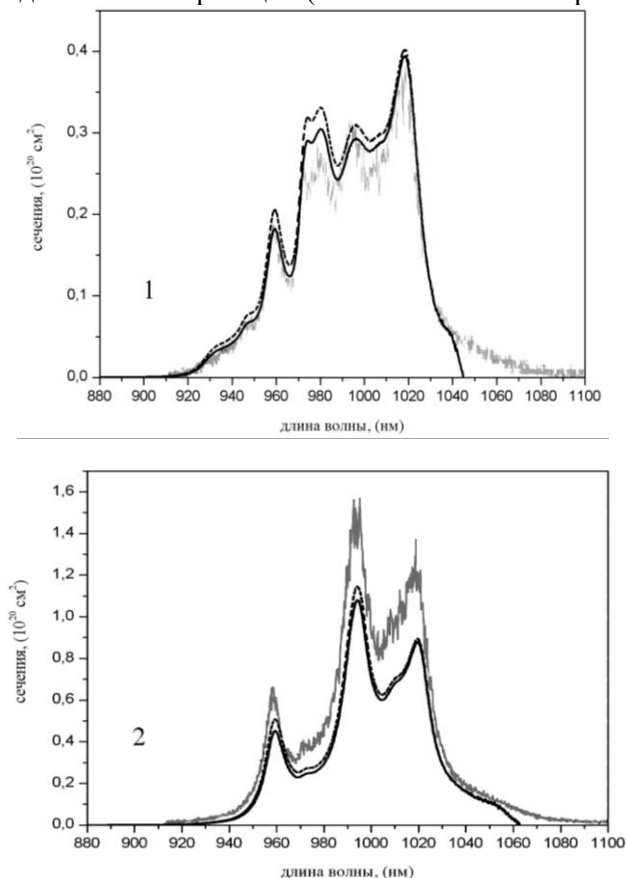


Рис. 2.2. Спектры сечений стимулированного испускания $\text{Yb}^{3+} : \text{LiLuF}_4$ для σ (1) и π (2) поляризаций. Интегральный метод соответствия (сплошная линия), метод соответствия (пунктирная линия) и спектр, рассчитанный по формуле ФЛ (серый оттенок) [9]

Как видно из рис. 2.2₄ методы соответствия в данном случае «плохо работают» на длинноволном крыле спектра сечений стимулированного испускания. Это связано с тем, что в этой области спектра поглощение очень мало и велики ошибки в определении сечений стимулированного испускания. Ситуацию можно улучшить если работать с оптически более плотными образцами. При использовании формулы ФЛ, наоборот, следует использовать тонкие образцы, для того чтобы свести к минимуму перепоглощение излучения люминесценции в образце, которое в значительной степени искажает истинный спектр люминесценции. Все эти методы дополняют друг друга, и в идеальном случае хорошо было бы использовать и методы соответствия и формулу Фюхтбауэра–Ладенбурга для получения достоверной информации о спектрах сечений стимулированного испускания.

3. ЛАЗЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Прежде чем приступить к рассмотрению моделей лазеров, кратко остановимся на выводе лазерных уравнений. Будем основываться на подходе, который был использован в [10]. Получим уравнение для поля излучения в резонаторе лазера. Рассмотрим уравнения переноса, которые описывают распространение двух встречных световых потоков в резонаторе лазера (рис. 3.1).

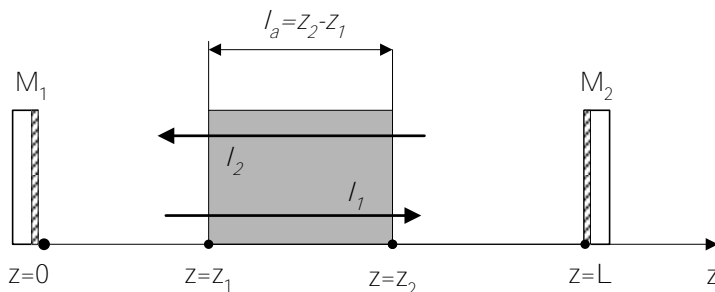


Рис. 3.1. Схема лазера:

M_1 – высокоотражающее зеркало (коэффициент отражения $R_1 = 1$);

M_2 – выходное зеркало (коэффициент отражения $R_2 < 1$);

серым оттенком выделен
активный элемент

Поле излучения в лазере может быть описано при помощи двух уравнений вида

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_1}{\partial t} = \kappa - \rho \mathcal{J}_1 + j_1; \quad (3.1)$$

$$-\frac{\partial I_2}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_2}{\partial t} = \kappa - \rho \mathcal{J}_2 + j_2, \quad (3.2)$$

где I_x ($x = 1, 2$) интенсивности световых потоков, распространяющихся вдоль оси z в положительном ($x = 1$) и в отрицательном ($x = 2$) направлениях; k и ρ – коэффициенты усиления и потерь; n – показатель преломления, в активной среде $n > 1$, в остальных частях резонатора $n = 1$; j_x ($x = 1, 2$) – эти члены определяют вклад люминесценции на частоте генерации в изменение интенсивностей лазерных световых пучков. Этими величинами на этапе генерации обычно пренебрегают, так как они значительно меньше интенсивности лазерного излучения. Однако, их следует учитывать при описании работы лазера до достижения порога, так как именно излучение люминесценции и есть та «затравка», которая приводит к началу генерации при достижении порога. Задачу будем решать в плоско-волновом приближении, т.е. будем считать, что I_x , j_x , k и ρ являются функциями времени и продольной координаты z .

Граничные условия:

$$I_1 \left(\left. \vphantom{I_1} \right|_{z=L} \right) = R_1 I_2 \left(\left. \vphantom{I_2} \right|_{z=L} \right) \quad (3.3)$$

$$I_2 \left(\left. \vphantom{I_2} \right|_{z=0} \right) = R_2 I_1 \left(\left. \vphantom{I_1} \right|_{z=0} \right) \quad (3.4)$$

где R_y ($y=1,2$) коэффициент отражения выходного ($y=2$) и высокоотражающего ($y=1$) зеркал.

Проинтегрируем (3.1) и (3.2) по координате z от 0 до L и сложим эти уравнения

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{c} \int_0^{z_1} \epsilon_1 + I_2 dz + \frac{n}{c} \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_1 + I_2 dz + \frac{1}{c} \int_{z_2}^L \epsilon_1 + I_2 dz \right\} = \\
& = \int_{z_1}^{z_2} k \epsilon_1 + I_2 dz - \rho \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_1 + I_2 dz - \\
& - \left\{ \int_0^{z_1} \frac{\partial I_1}{\partial z} dz + \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial I_1}{\partial z} dz + \int_{z_2}^L \frac{\partial I_1}{\partial z} dz - \int_0^{z_1} \frac{\partial I_2}{\partial z} dz - \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial I_2}{\partial z} dz - \int_{z_2}^L \frac{\partial I_2}{\partial z} dz \right\} + \\
& + 2 \int_{z_1}^{z_2} j dz.
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Рассмотрим выражение в фигурных скобках в правой части (3.5). После интегрирования его можно представить в виде

$$\left[\int_0^{z_1} I_1 dz - I_1(z_1) + I_2(z_1) - \int_{z_1}^{z_2} I_2 dz + I_2(z_2) - I_2(z_1) \right] \tag{3.6}$$

В (3.6) перейдем к плотностям энергии световых потоков у зеркал резонатора

$$\begin{aligned}
U_1 & \approx \frac{1}{c} \left[I_1(z_1) - I_2(z_1) \right] \\
U_2 & \approx \frac{1}{c} \left[I_1(z_2) - I_2(z_2) \right]
\end{aligned} \tag{3.7}$$

С помощью граничных условий и (3.7) преобразуем (3.6) к виду

$$\left[\frac{1-R_1}{1+R_1} cU_1 - \frac{1-R_2}{1+R_2} cU_2 \right] \tag{3.8}$$

Поскольку плотности энергии светового поля вблизи зеркал резонатора не отличаются существенно от средних значений плотностей энергии в частях резонатора, где нет активной среды, то $U_1 \approx U_2 \approx U_0$. Далее, учтем связь между средними значениями

плотности энергии в активной среде U и вне ее U_0 в резонаторе лазера $U_0 = U/n$, тогда (3.8) можно записать в виде

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1-R_1}{1+R_1} + \frac{1-R_2}{1+R_2} \right) \frac{cU}{n}. \quad (3.9)$$

При коэффициентах отражения зеркал близких к единице справедливо приближенное равенство

$$\frac{1-R_x}{1+R_x} \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_x} \right), \quad x=1, 2. \quad (3.10)$$

Остальные слагаемые в правой части запишем через плотность энергии в активном элементе, усредненную по продольной координате

$$\int_{z_1}^{z_2} k(l_1 + l_2) dz = c l_a k U n, \quad \rho \int_{z_1}^{z_2} (l_1 + l_2) dz = U l_a c / n \quad (3.11)$$

$$2 \int_{z_1}^{z_2} j dz = 2 l_a j$$

Теперь рассмотрим левую часть (3.5), которая представляет собой производную по времени от полной энергии излучения в резонаторе, отнесенной к площади поперечного сечения светового пучка E_{total}/A . Можно показать, что

$$\frac{E_{total}}{A} = \int_0^{z_1} U_0 dz + \int_{z_1}^{z_2} U dz + \int_{z_2}^L U_0 dz, \quad (3.12)$$

здесь использована связь между плотностью энергии и интенсивностью световых пучков в активной среде $U = (l_1 + l_2) j / c$ и в осталь-

ных частях резонатора $U_0 = \epsilon_0 \int_V c$. В (3.12) перейдем к средним значениям плотностей энергии и получим

$$E = U \int_{z_1 + L - z_2}^{z_1 + L} \int_{n+l_a}^{n+l_a} A = U V_l. \quad (3.13)$$

Здесь введен эффективный объем моды генерируемого излучения в резонаторе

$$V_l = \int_{z_1 + L - z_2}^{z_1 + L} \int_{n+l_a}^{n+l_a} A = \epsilon_0 \int_{n+l_a}^{n+l_a} A = L_{eff} A, \quad (3.14)$$

где $l = z_1 + L - z_2$ – геометрическая длина части резонатора незанятая активной средой, а L_{eff} – эффективная длина резонатора. Обратим внимание на то, что переходя к величинам, усредненным по продольной координате, мы в явном виде указываем зависимость этих величин от времени.

Теперь соберем вместе все части (3.5)

$$L_{eff} \frac{dU}{dt} = \frac{l_a k}{n} U - \left(\rho + \frac{1}{2l_a} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right) \frac{U l_a}{n} + 2l_a j$$

и далее $\frac{dU}{dt} = \frac{\mu c}{n} \left[k \rho - \frac{1}{2l_a} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] U - \epsilon$ (3.15)

Уравнение (3.15) и является основным уравнением для поля излучения в лазере, с которым мы будем иметь дело впоследствии. Здесь $\mu = l_a n / L_{cav}$ – коэффициент заполнения резонатора, $L_{cav} = l + l_a n$ – оптическая длина резонатора, $\epsilon = 2\mu j$. Введем величину коэффициента потерь в резонаторе

$$k_L = \rho + \frac{1}{2l_a} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (3.16)$$

Ее часто представляют в виде суммы активных (полезных) потерь, связанных с тем, что излучение покидает резонатор через выходное зеркало

$$k_{act} \approx \frac{1}{2l_a} \ln \left(\frac{1}{R_2} \right) \quad (3.17)$$

и потерь пассивных, связанных с потерями на глухом зеркале ($R_1 < 1$), рассеянием света в активном элементе и т.д., иногда при расчетах пассивные потери просто включают в величину R_1

$$k_{pass} \approx \rho + \frac{1}{2l_a} \ln \left(\frac{1}{R_1} \right). \quad (3.18)$$

Уравнение (3.15) запишем теперь в более компактном виде

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\mu c}{n} (k_L - k_L - \epsilon) U \quad (3.19)$$

На данном этапе предполагалось, что потери в резонаторе не зависят от времени, однако ничто не мешает ввести такую зависимость и рассмотреть работу лазера при изменяющихся во времени потерях. Таким образом, уравнения (3.15) и (3.19) можно использовать и при описании работы лазера в режиме модулированной добротности.

Для полного описания работы лазера уравнения (3.15) и (3.19) следует дополнить уравнением для коэффициента усиления и, если необходимо, для коэффициента потерь. Вид этих уравнений будет зависеть от типа активной среды и, для лазеров с модуляцией добротности, также от типа модулятора. Далее для конкретных лазерных сред и модуляторов будут получены соответствующие уравнения. Эти уравнения носят название балансных или скоростных уравнений. Далее также будет показано, что балансные уравнения могут быть легко обобщены и на случай, когда необходимо учесть пространственное распределение мощностей накачки и генерируемого излучения в активной среде.

Следует также отметить, что уравнение для светового поля в резонаторе лазера может быть представлено и в других формах. Например, в [11] такое уравнение получено для полного числа фотонов в резонаторе.

4. НЕПРЕРЫВНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО ПО КВАЗИ-ТРЕХУРОВНЕВОЙ СХЕМЕ

Одной из неотъемлемых частей любого лазера является источник накачки. Для твердотельных лазеров такими источниками являются лампы, другие лазеры и, в последние годы, выделились в отдельный класс лазерные диоды. Лампы как источник накачки используются с момента создания первого твердотельного лазера на рубине до настоящего времени. Модели лазеров, работающих с ламповой накачкой достаточно широко представлены в литературе (см., например, [11]). Поэтому здесь будут рассмотрены модели твердотельных лазеров с накачкой излучением лазерных диодов. Начнем рассмотрение с лазера, работающего в непрерывном режиме генерации.

В данной простой модели будут использованы параметры, усредненные по объему активного элемента, вернее сказать по объему моды генерируемого излучения в активном элементе, т.е здесь не рассматривается в явном виде зависимость лазерных параметров от пространственных координат². Активная среда предполагается квази-трехуровневой, накачка осуществляется непрерывным излучением лазерного диода, которое на этом этапе будем считать монохроматическим. Схема накачки – продольная (рис. 4_1). Схема энергетических уровней такой активной среды на примере Yb:YAG представлена на рис. 1.3.

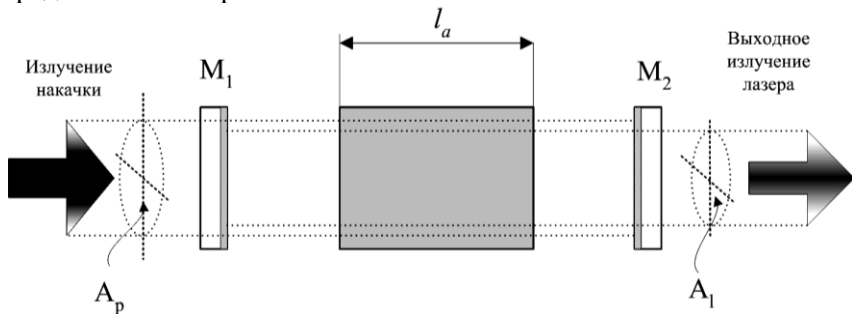


Рис. 4.1. Схема лазера:

A_p – площадь пучка накачки; A_l – площадь пучка генерируемого излучения; M_1 – глухое зеркало; M_2 – выходное зеркало; l_a – длина активного элемента

² Такие модели лазеров иногда называют точечными.

Для описания работы лазера используем систему балансных уравнений, полученную в разделе 3. **Лазерные уравнения.** Величины, относящиеся к излучению генерации и накачки, будем обозначать индексами l и p , соответственно.

$$\frac{d\Phi_l}{dt} = \frac{q_l}{n} (\kappa_l - k_L) \Phi_l; \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi_p k_p - \Phi_l k_l - \frac{N_2}{\tau}; \quad (4.2)$$

$$k_l = \sigma_{em}^l N_2 - \sigma_{abs}^l N_1; \quad (4.3)$$

$$k_p = \sigma_{abs}^p N_1 - \sigma_{em}^p N_2; \quad (4.4)$$

$$N = N_1 + N_2, \quad (4.5)$$

где $\Phi_x = I_p / (v_p \approx c U_x / (v N_x))$ – плотности потока фотонов на частоте генерации ($x=l$) и накачки ($x=p$) в активном элементе, смысл остальных величин в (4.1) такой же, как и в (3.19). Вкладом спонтанного излучения в генерацию пренебрегаем. Уравнение (4.2) описывает баланс активных частиц на верхнем мультиплете: скорость «прихода» частиц за счет излучения накачки $\Phi_p k_p$, скорости «ухода» частиц за счет стимулированного излучения $\Phi_l k_l$ и за счет спонтанных и безизлучательных переходов N_2/τ , k_l и k_p – коэффициенты усиления и поглощения, соответственно, N – концентрация активных частиц. Поскольку здесь рассматривается стационарный режим работы лазера, то производные в (1 и 2) равны нулю, и все величины в (4.1)–(4.5) не зависят от времени.

Для лазеров на квази трехуровневых активных средах характерны сравнительно небольшие коэффициенты пропускания выходных зеркал ($T_2 \approx 1 - 5\%$). Тогда коэффициент активных потерь можно записать в виде

$$k_{act} = \frac{1}{2l_a} \ln\left(\frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{2l_a} \ln\left(\frac{1}{1-T_2}\right) \approx \frac{1}{2l_a} \ln(1+T_2) \approx \frac{T_2}{2l_a},$$

аналогично для коэффициента пассивных потерь

$$k_{pass} \approx \frac{L}{2l_a},$$

где L – относительные потери при полном обходе резонатора.

4.1. Пороговый режим

Пороговый режим работы лазера характеризуется тем, что за счет накачки в активном элементе создается такая населенность верхнего мультиплета, что усиление на частоте генерации равно полным потерям резонатора, при этом излучение на частоте генерации представлено только «шумовыми» фотонами за счет спонтанных переходов

$$k_l^{th} = k_L. \quad (4.5)$$

Перед тем как продолжить рассмотрение получим полезное соотношение, устанавливающее связь между коэффициентом поглощения (усиления), плотностью энергии светового поля и плотностью мощности поглощения (испускания). В (4.2) рассмотрим скорость изменения N_2 только за счет поглощения излучения накачки

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi_p k_p = \frac{ck_p}{n\hbar\nu_p} U_p$$

умножим обе части на $\hbar\nu_p$

$$\frac{\hbar\nu_p dN_2}{dt} = \frac{c}{n} k_p U_p.$$

В правой части получили не что иное, как скорость убыли энергии светового поля накачки за счет поглощения, приходящаяся на единицу объема, т.е. это по смыслу своему есть мощность поглощения излучения накачки, приходящаяся на единичный объем:

$$W_{abs}^p = \frac{C}{n} k_p U_p = k_p I_p. \quad (4.6)$$

Совершенно аналогично может быть записано и выражение для мощности испускания генерируемого излучения:

$$W_{em}^l = \frac{C}{n} k_l U_l = k_l I_l. \quad (4.7)$$

Из (4.3) и (4.5) найдем населенность верхнего мультиплета в пороговом режиме:

$$N_2^{th} = \frac{N\sigma_{abs}^l + k_L}{\sigma_{abs}^l + \sigma_{em}^l}. \quad (4.8)$$

Отметим, что при $k_L \rightarrow 0$ величина

$$N_2^{th} \rightarrow \frac{N\sigma_{abs}^l}{\sigma_{abs}^l + \sigma_{em}^l},$$

что соответствует состоянию просветления на частоте генерации ($k_l = 0$). Пороговая плотность энергии излучения накачки в активной среде U_p^{th} может быть найдена из (4.2) и (4.8), а из (4.6) – мощность поглощения излучения накачки в пороговом $P_{\rho,abs}^{th}$ режиме

$$U_p^{th} = \frac{N_2^{th} h\nu_p n}{\tau k_p^{th} C} \quad \text{и} \quad P_{\rho,abs}^{th} = \frac{V_p N_2^{th} h\nu_p}{\tau}. \quad (4.9)$$

где k_p^{th} – это коэффициент поглощения на частоте излучения накачки при $N_2 = N_2^{th}$, а $V_p = \pi\sigma_{\rho}^2 l_a$ – объем, который занимает из-

лучение накачки в активном элементе, Φ_p – радиус пучка накачки. Представим выражение для поглощенной мощности в виде соотношения, описывающего баланс прихода на верхний мультиплет и ухода с него активных частиц

$$\frac{P_{p,abs}^{th}}{V_p \Gamma N_p} = \frac{N_2^{th}}{\tau}, \quad (4.10)$$

левая часть этого соотношения есть скорость переходов с поглощением с нижнего на верхний мультиплет в единице объема, правая часть представляет собой скорость переходов с верхнего на нижний мультиплет за счет спонтанных и безизлучательных переходов также в единичном объеме. Собственно говоря, такой баланс существует всегда в активной среде при любом уровне накачки в отсутствие генерации, особенностью данной ситуации (пороговый режим) является то, что коэффициент усиления равен коэффициенту потерь.

4.2. Режим генерации

При превышении уровня накачки порогового значения начинается генерация. Появившееся индуцированное излучение насыщает коэффициент усиления так, что и в режиме генерации выполняется условие (4.5). Тогда из (4.2) и (4.5) найдем объемную плотность энергии генерируемого излучения в активной среде

$$U_l = \frac{N_2^{th} \Gamma N_l n}{k_L \tau c} \ll -1 \gg \quad (4.11)$$

где X – накачка в числе порогов и $X = \Phi_p / \Phi_p^{th} = P_{p,abs} / P_{p,abs}^{th}$.

Напомним, что все величины, через которые здесь определяется накачка в числе порогов – это величины, усредненные по объему активной среды. С учетом (4.7) и (4.11) мощность генерируемого излучения запишется в виде

$$P_l = \frac{V_l c k_l^{th} U_l}{n} = k_L \frac{V_l c k_L U_l}{n},$$

т.е. в лазере устанавливается динамическое равновесие: сколько энергии генерируется в единицу времени, столько же ее и уходит из резонатора. Здесь $V_l = \pi \bar{\omega}_l^2 l_a$ – объем пучка генерируемого излучения в активном элементе, $\bar{\omega}_l$ – радиус лазерного пучка. Мощность на выходе лазера P_{out} и мощность, теряемая на глухом зеркале, на паразитных потерях в активном элементе и т.д. P_{pass} запишутся в виде

$$P_{out} = \frac{V_l k_{act} U_l}{\eta} \quad \text{и} \quad P_{pass} = \frac{V_l k_{pass} U_l}{\eta}. \quad (4.12)$$

Из (4.11) и (4.12) запишем выражение для P_{out} в виде

$$P_{out} = P_{p,abs}^{th} \frac{V_l}{V_p} \frac{k_{act}}{k_L} \frac{v_l}{v_p} \left(\eta - 1 \right)$$

или $P_{out} = \frac{V_l}{V_p} \frac{k_{act}}{k_L} \frac{v_l}{v_p} \left(\eta_{abs} - P_{p,abs}^{th} \right)$ (4.13)

Как видно, выходная мощность в данной модели есть линейная функция поглощенной мощности излучения накачки, на рис. 4.2 представлен графический вид этой зависимости. Коэффициент перед скобкой во втором уравнении (4.13) называют дифференциальным КПД, который определяет эффективность преобразования поглощенной мощности излучения накачки, превышающей пороговую, в мощность выходного излучения лазера. Численно дифференциальный КПД равен $\text{tg}(\alpha)$ на рис. 4.2.

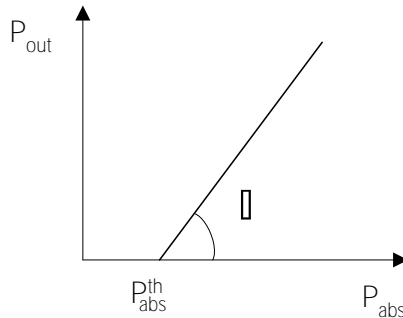


Рис. 4.2. Зависимость выходной мощности лазера от поглощенной мощности излучения накачки

Так как среднее значение населенности верхнего мультиплета в режиме генерации не меняется (оно определяется потерями в резонаторе), то остается постоянным и коэффициент поглощения на частоте накачки. В этих условиях можно легко найти среднее значение плотности потока фотонов накачки

$$\Phi_p = \frac{I_{p,inc} \left(1 - \exp\left(-mk_p^{th} l_a\right) \right)}{h\nu_p k_p l_a}, \quad (4.14)$$

где $I_{p,inc}$ – интенсивность излучения накачки на входе в активный элемент, m – число проходов излучения накачки по активному элементу.

Рассмотренная модель применима в тех случаях, когда пространственные профили пучков накачки и генерации близки к прямоугольным (когда в обоих пучках присутствуют поперечные моды высших порядков). Например, такая модель хорошо описывает работу так называемых лазеров на тонких дисках (подробнее об этом смотри в [12]). Для лазеров, генерирующих одну поперечную моду, имеющую гауссово распределение интенсивности, под радиусом светового пучка в данной модели мы будем понимать $\varpi_j^{gauss} / \sqrt{2}$, где ϖ_j^{gauss} – размер гауссового пучка по уровню $1/e^2$.

Рассмотрим лазер на тонком диске на основе Yb:YAG. Будем считать, что $\varpi_p = \varpi_l$. Параметры лазера даны в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Параметры лазера на тонком диске

$N, \text{м}^{-3}$	$13,8 \cdot 10^{26}$	m	16
$P_{inc}, \text{Вт}$	500	$\varpi_p, \text{мм}$	2
$\lambda_p, \text{нм}$	940	$\lambda_l, \text{нм}$	1030
$\sigma_{abs}^p, \text{м}^2$	$6,7 \cdot 10^{-25}$	$\sigma_{abs}^l, \text{м}^2$	$1,1 \cdot 10^{-25}$
$\sigma_{em}^p, \text{м}^2$	$1,1 \cdot 10^{-25}$	$\sigma_{em}^l, \text{м}^2$	$2 \cdot 10^{-24}$
$l_a, \text{мкм}$	200		

На рис. 4.3 представлена зависимость P_{out} от пропускания выходного зеркала R_2 при различных значениях пассивных потерь в резонаторе. На этом рисунке утолщенная линия соответствует такой гипотетической ситуации, когда в лазере полностью отсутствуют пассивные потери, и максимальная выходная мощность достигается как предельное значение, при $R_2 \rightarrow 1$ (значок ромб на рис. 4.3). При этом активная среда близка к состоянию просветления на частоте генерации. При наличии потерь, а они неизбежно присутствуют в лазере, оптимальное значение коэффициента отражения выходного зеркала зависит от их величины (черные точки на рис. 4.3). В рамках данной модели можно решать и задачи по оптимизации параметров лазера, так на рис. 4.4 представлена графическая зависимость P_{out} от I_a и R_2 для рассматриваемого лазера.

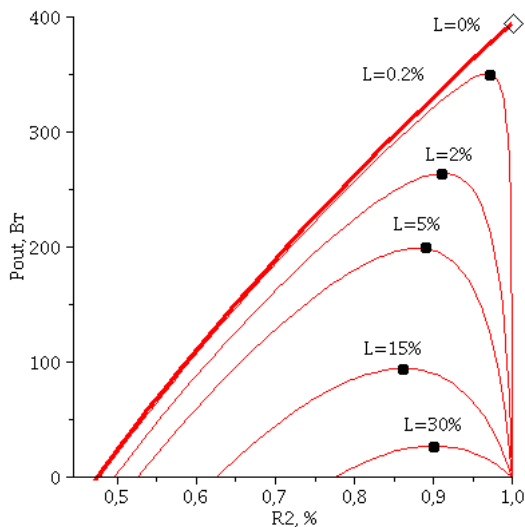


Рис. 4.3. Зависимость мощности лазера от коэффициента отражения выходного зеркала

На этом рисунке утолщенная линия соответствует такой гипотетической ситуации, когда в лазере полностью отсутствуют пассивные потери, и максимальная выходная мощность достигается как предельное значение, при $R_2 \rightarrow 1$ (значок ромб на рисунке 4.3). При этом активная среда близка к состоянию просветления на частоте

генерации. При наличии потерь, а они неизбежно присутствуют в лазере, оптимальное значение коэффициента отражения выходного зеркала зависит от их величины (черные точки на рисунке 4.3). В рамках данной модели можно решать и задачи по оптимизации параметров лазера, так на рис. 4.4 представлена графическая зависимость P_{out} от l_a и R_2 для рассматриваемого лазера. При расчетах принималось, что $L=0.2\%$. Остальные величины такие же как и в таблице 1.

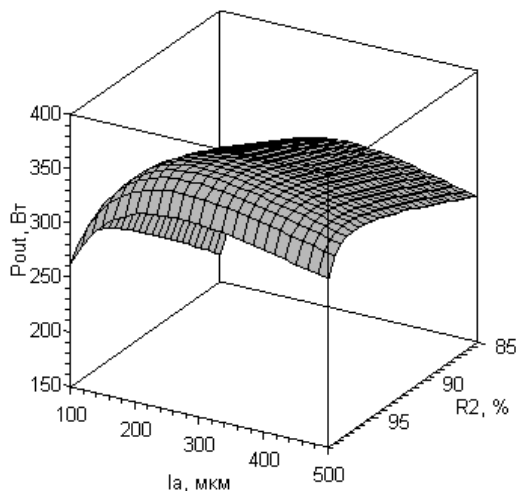


Рис. 4.4. Зависимость выходной мощности лазера на тонком диске от длины активного элемента и коэффициента пропускания выходного зеркала

При расчетах принималось, что $L = 0,2 \%$. Остальные величины такие же, как и в табл. 4.1.

Из рис. 4.4 видно, что существует достаточно гладкий оптимум выходной мощности по l_a и R_2 , и значения этих величин, которые использовались при расчете данных, представленных на рис. 4.3, близки к оптимальным значениям, которые составляют $l_a = 250$ мкм и $R_2 = 96 \%$.

Данная модель может быть легко адаптирована и для лазеров, работающих по четырехуровневой схеме. На рис. 4.5 показана схема перехода от квазитрехуровневой к четырехуровневой активной среде в модели непрерывного лазера с монохроматической накачкой.

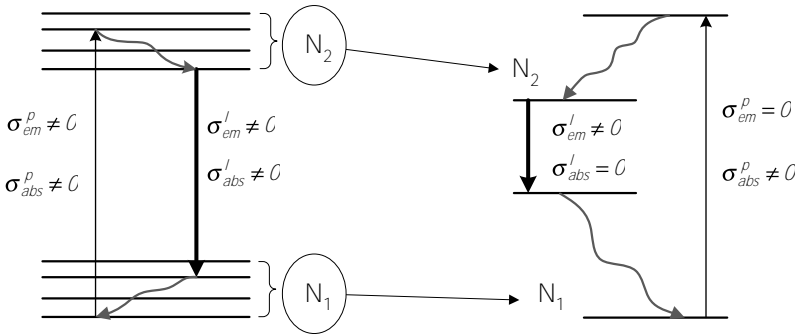


Рис. 4.5. Схема перехода от квазитрехуровневой к четырехуровневой схеме в модели лазера с монохроматической накачкой

Изменения в системе уравнений (4.1)–(4.5) коснутся уравнений (4.3) и (4.4), которые теперь будут выглядеть

$$k_l = \sigma_{em}^l N_2; \quad (4.15)$$

$$k_p = \sigma_{abs}^p N_1. \quad (4.16)$$

В уравнении (4.2) может появиться квантовая эффективность накачки η_q , связанная с тем, что не все активные центры, поглощающие излучение накачки, попадают потом на верхний лазерный уровень

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi_p \eta_q k_p - \Phi_l k_l - \frac{N_2}{\tau}. \quad (4.17)$$

4.3. Учет спектрального распределения излучения накачки

Спектральная ширина излучения мощных лазерных диодов составляет несколько нанометров, что сравнимо со спектральной шириной линий поглощения ионов редкоземельных элементов в кристаллических матрицах. Это обстоятельство следует учесть при описании работы твердотельных лазеров с диодной накачкой. Спектральное распределение интенсивности накачки запишем в виде

$$I_p \llcorner \Rightarrow I_p g_p \llcorner \quad (4.18)$$

где I_p – интегральная по спектру интенсивность излучения накачки, $g_p(\nu)$ – форма спектральной линии излучения лазерного диода. Можно показать, что населенность на верхнем мультиплете N_2 будет определяться уравнением аналогичным (4.2), однако, вместо сечений для поглощения и стимулированного испускания на фиксированной частоте следует брать их эффективные значения

$$\overline{\sigma_{abs}^p} = \int g_p(\nu) \overline{\sigma_{abs}^p}(\nu) d\nu \quad \text{и} \quad \overline{\sigma_{em}^p} = \int g_p(\nu) \overline{\sigma_{em}^p}(\nu) d\nu,$$

а вместо частоты ν_p нужно использовать эффективную частоту $\bar{\nu}_p$, значение которой определяется как

$$1/\bar{\nu}_p = \int g_p(\nu) \nu d\nu.$$

На практике удобно пользоваться спектральным распределением как функцией длины волны $g_p(\lambda)$. Соответствующие формулы для эффективных сечений активного элемента и длины волны излучения накачки имеют вид:

$$\overline{\sigma_{abs}^p} = \int g_p(\lambda) \overline{\sigma_{abs}^p}(\lambda) d\lambda, \quad \overline{\sigma_{em}^p} = \int g_p(\lambda) \overline{\sigma_{em}^p}(\lambda) d\lambda$$

$$\text{и} \quad \bar{\lambda}_p = \int \lambda g_p(\lambda) d\lambda.$$

5. НЕПРЕРЫВНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЛАЗЕРА С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ И ГЕНЕРАЦИИ

В данном параграфе рассмотрим более полную модель лазера на квази-трехуровневой активной среде, где учтем пространственное распределение световых пучков накачки и генерации, так как эффективность работы лазера в значительной степени зависит от их пространственного согласования.

* Напомним, что для лазеров с четырехуровневой активной средой $\overline{\sigma_{em}^p} = 0$.

Схема лазера представлена на рис. 5.1. Сплошными линиями обозначен пучок накачки, штриховыми – пучок генерируемого излучения. Начало системы координат совмещено с оптической осью резонатора и левой плоскостью активного элемента.

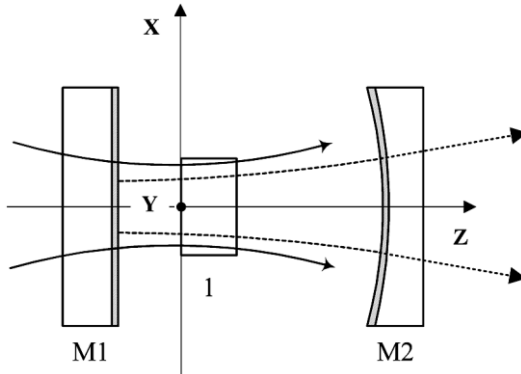


Рис. 5.1. Схема лазера:
M1, M2 – глухое и выходное зеркала резонатора;
1 – активный элемент

5.1. Система балансных уравнений

Работу лазера при накачке монохроматическим излучением в стационарном режиме генерации будем анализировать в рамках следующей системы уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \iiint k_I(\mathbf{r}, y, z) I_I(\mathbf{r}, y, z) dV = k_L \iiint I_I(\mathbf{r}, y, z) dV \quad (5.1) \\ \frac{I_p(\mathbf{r}, y, z)}{h\nu_p} \left[\rho_{abs} N_1(\mathbf{r}, y, z) - \sigma_{em}^p N_2(\mathbf{r}, y, z) \right] - \frac{I_I(\mathbf{r}, y, z)}{h\nu_I} \left[\rho_{em} N_2(\mathbf{r}, y, z) - \sigma_{abs}^I N_1(\mathbf{r}, y, z) \right] - \frac{N_2(\mathbf{r}, y, z)}{\tau} = 0, \quad (5.2) \\ k_I(\mathbf{r}, y, z) \left[\rho_{em} N_2(\mathbf{r}, y, z) - \sigma_{abs}^I N_1(\mathbf{r}, y, z) \right] \quad (5.3) \\ N = N_1(\mathbf{r}, y, z) + N_2(\mathbf{r}, y, z) \quad (5.4) \end{array} \right.$$

Обозначения такие же как и в (4.1)–(4.5). Интегрирование в (5.1) проводится по объему активной среды. Отличие системы уравнений (5.1)–(5.4) от (4.1)–(4.5) состоит в том, что здесь величины, описывающие характеристики излучений и активной среды, являются функциями пространственных координат. Условие стационарной генерации определяется уравнением (5.1) как

$$\overline{k_l} = k_L, \quad (5.5)$$

где $\overline{k_l} = \iiint k_l(\mathbf{r}, y, z) I_l(\mathbf{r}, y, z) dV / \iiint I_l(\mathbf{r}, y, z) dV$ есть средний коэффициент усиления по объему моды резонатора в активной среде. На основе (5.2)–(5.4) равенство (5.5) запишем в виде, где непосредственным образом будет представлена зависимость $\overline{k_l}$ от параметров излучения накачки, генерации, спектроскопических характеристик активной среды и потерь резонатора

$$\frac{1}{\iiint \Psi_l dV} \left[\chi N \iiint \frac{\Psi_p \Psi_l}{1 + \Psi_p + \Psi_l} dV - N \sigma_{abs}^l \iiint \frac{\Psi_l}{1 + \Psi_p + \Psi_l} dV \right] = k_L, \quad (5.6)$$

где $\chi = \left(\sigma_{abs}^p \sigma_{em}^l - \sigma_{abs}^l \sigma_{em}^p \right) \left(\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p \right)$, $\Psi_l = I_l(\mathbf{r}, y, z) / I_{ls}$ и $\Psi_p = I_p(\mathbf{r}, y, z) / I_{ps}$ – нормированные интенсивности излучений генерации и накачки на соответствующие интенсивности насыщения I_{ls} и I_{ps} ,

$$I_{\alpha s} = \frac{h\nu_\alpha}{\tau \left(\sigma_{abs}^\alpha + \sigma_{em}^\alpha \right)} \quad (\alpha = p, l). \quad (5.7)$$

5.2. Выбор функций пространственного распределения излучения генерации и накачки

Пространственные зависимости интенсивностей излучения генерации и накачки будем описывать в виде

$$I_l(\mathbf{r}, y, z) \approx I_{l0} \Lambda(\mathbf{r}, y, z) \quad (5.8)$$

$$I_p(\mathbf{r}, y, z) \approx I_{p,inc} P(\mathbf{r}, y, z) \quad (5.9)$$

где $\Lambda(\mathbf{r}, y, z)$ и $P(\mathbf{r}, y, z)$ – функции пространственных координат, а I_{10} и $I_{p,inc}$ – величины, не зависящие от координат и характеризующие мощность пучков генерации и накачки, их смысл будет установлен ниже.

Интенсивность $I_l(\mathbf{r}, y, z)$ связана с локальной плотностью энергии $u_l(\mathbf{r}, y, z) \approx I_l(\mathbf{r}, y, z)/c$. Полная энергия генерируемого излучения в активной среде

$$E_l = \iiint u_l dV = \frac{I_{10}}{c} \iiint \Lambda dV = u_{10} \iiint \Lambda dV. \quad (5.10)$$

На основе (5.10) можно определить эффективный объем генерируемого излучения в активной среде как

$$V_l = \iiint \Lambda dV, \quad (5.11)$$

тогда I_{10} и U_{10} – средняя интенсивность и плотность энергии генерируемого излучения в объеме активной среды. Мы будем рассматривать практически наиболее важный случай, когда лазер генерирует основную гауссову моду

$$\Lambda = \exp\left(-2\frac{r^2}{\varpi_l^2(\mathbf{r})}\right). \quad (5.12)$$

где $\varpi_l(\mathbf{r})$ – радиус светового пучка по уровню $1/e^2$ в плоскости с продольной координатой z , $0 < r < \infty$, $0 < z < l_a$.

$$\varpi_l^2(\mathbf{r}) \approx \varpi_l^2(\mathbf{r}_0) \left[1 + \left(\frac{\lambda_l(\mathbf{r} - z'_0)}{\pi \varpi_l^2(\mathbf{r}_0)} \right)^2 \right], \quad (5.13)$$

где λ_l – длина волны генерируемого излучения, z'_0 – продольная координата перетяжки моды резонатора.

Теперь рассмотрим $l_p \ll y, z$. При описании пучка накачки в активном элементе следует учитывать как изменение его поперечных размеров вдоль оси z , так и его ослабление за счет поглощения активным элементом. Выбор функции пространственного распределения излучения накачки существенным образом зависит от оптического качества этого пучка, которое характеризуется так называемым M^2 – фактором. Если $M^2 \geq 1$, то пучок накачки не сильно отличается от гауссового и

$$P(r, z) \approx \frac{S_{p,inc}}{S_p(z)} \exp \left[-2 \left(\frac{r}{\omega_p(z)} \right)^2 - k_{th}^p z \right]. \quad (5.14)$$

где $S_{p,inc}$ – площадь пучка накачки на входе в активный элемент, $S_p(z) = \omega_p^2(z)$ – площадь и радиус пучка накачки на расстоянии z от входной плоскости, соответственно. Для пучков накачки низкого оптического качества $M^2 \gg 1$, более подходит П-образная функция

$$P(r, \varphi, z) \approx \begin{cases} \frac{S_p(z)}{S_p(z)} \exp(-k_{th}^p z), & r \leq \omega_p(z) \sqrt{2} \\ 0, & r \geq \omega_p(z) \sqrt{2} \end{cases}, \quad (5.15)$$

где k_{th}^p – средний коэффициент поглощения излучения накачки в режиме генерации (он равен пороговому).

5.4. Расчет генерационных характеристик

С учетом (5.8) и (5.9) условие стационарной генерации (5.6) можно записать как

$$\frac{1}{V_l} \left[\chi N \iiint \frac{\Psi_{p0} \Pi \Lambda}{1 + \Psi_{p0} \Pi + \Psi_{l0} \Lambda} dV - N \sigma_{12}^l \iiint \frac{\Lambda}{1 + \Psi_{p0} \Pi + \Psi_{l0} \Lambda} dV \right] = k_L. \quad (5.16)$$

где $\Psi_{l0} = l_{l0}/l_k$ и $\Psi_{p0} = l_{p,inc}/l_{ps}$. В пороговом режиме ($\Psi_{l0} = 0$) имеем

$$\frac{1}{V_l} \left[\chi^N \iiint \frac{\Psi_{\rho 0} \Pi \Lambda}{1 + \Psi_{\rho 0} \Pi} dV - N \sigma'_{12} \iiint \frac{\Lambda}{1 + \Psi_{\rho 0} \Pi} dV \right] = k_L. \quad (5.17)$$

Из (5.17) видно, что при неограниченном увеличении интенсивности накачки на частоте $\bar{\nu}_\rho$ максимальный средний коэффициент усиления, который может быть создан на частоте ν_l определяется как

$$\overline{k'_{\max}} = \chi^N, \quad (5.18)$$

при этом для излучения на частоте накачки наступает состояние просветления. Если $\overline{k'_{\max}} < k_L$, то достижение порога генерации на частоте ν_l при накачке излучением на частоте $\bar{\nu}_\rho$ невозможно.

Численное решение уравнения (5.16) при заданных параметрах активной среды, резонатора и условиях накачки позволяет определить как длину волны, поляризацию генерируемого излучения в непрерывном режиме генерации, так и величину пороговой мощности излучения накачки на входе в активный элемент P_{inc}^{th} и, соответственно, мощность, прошедшую через активный элемент $P_{trans}^{th} = P_a^{th}$. По этим величинам рассчитывается пороговый коэффициент поглощения

$$k_{th}^p = \frac{1}{I_a} \ln \left(\frac{P_{inc}^{th}}{P_a^{th}} \right), \quad (5.19)$$

который затем используется в (5.14), (5.15). При мощности накачки превышающей пороговое значения из (5.16) можно численно определить величину интенсивности генерируемого излучения в активном элементе I_{l0} и соответствующую мощность выходного излучения

$$P_{out}^l = I_{l0} T_{out} V_l / \langle I_a \rangle \quad (5.20)$$

В качестве примера приведем результаты расчетов выходной мощности лазера на Yb:NYF (Yb:Na₄Y₆F₂₂) в зависимости от пада-

ющей мощности накачки. Здесь форма пространственного профиля пучка накачки была выбрана гауссовой ($M^2 = 15$). Согласование расчетных и экспериментальных данных проводилось путем подбора величины пассивных потерь. Отклонение зависимости от линейной при больших мощностях накачки связано с температурным смещением спектра излучения лазерного диода.

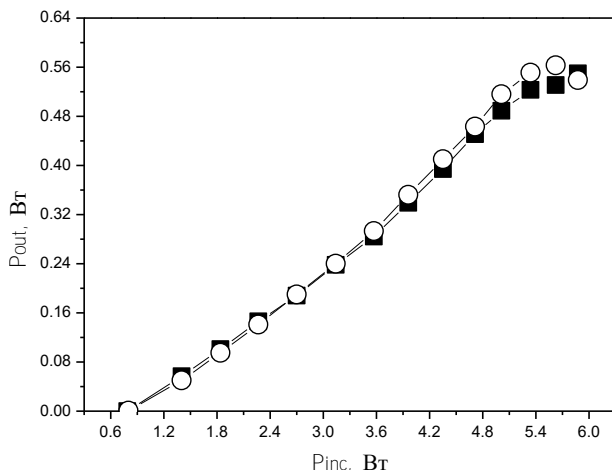


Рис. 5.2. Зависимость выходной мощности лазера от мощности, падающей на активный элемент. Пропускание выходного зеркала $T_{out} = 3,5\%$: кружки – расчетные данные; квадраты – экспериментальные данные

6. ЛАЗЕРЫ НА АКТИВНЫХ СРЕДАХ С ПЕРЕНОСОМ ЭНЕРГИИ

До сих пор мы изучали модели лазеров на квази-трехуровневых активных средах, где накачка и генерация происходят при переходах между подуровнями нижнего и верхнего электронных уровней одного и того же примесного центра. Напомним, что электронные уровни имеют мультиплетную структуру за счет штарковского расщепления. В качестве примеров, рассматривались лазеры на средах, активированных ионами Yb^{3+} , где имеется только два мультиплета. Полученные результаты напрямую пригодны также для моделирования работы лазеров и на других редкоземельных ионах, таких как, например, Tm^{3+} , Er^{3+} и др., когда в качестве рабочих используются

два нижних мультиплета. Оказывается, однако, что в некоторых случаях предпочтительнее осуществлять накачку в полосы поглощения одного иона, а генерацию получать на переходах другого иона. Такая схема накачки-генерации используется, например, в лазерах на активных материалах (стекла, кристаллы), с ионами Yb^{3+} и Er^{3+} . Схема их энергетических уровней представлена на рис. 6.1 (здесь ради простоты не показана штарковская структура электронных уровней). Следует также отметить, что здесь не представлены энергетические уровни ионов эрбия, лежащие выше уровня $^4I_{11/2}$, так как в стеклах и некоторых кристаллах роль этих уровней в описании работы лазера незначительна. Здесь также не учитывается обратный перенос энергии $5 \rightarrow 2$, что предполагает малое время жизни ионов эрбия на уровне 5 за счет быстрых переходов $5 \rightarrow 4$.

Процесс накачки-генерации в Yb-Er активной среде сводится к следующему. За счет излучения накачки (диодный лазер, $\lambda_p \approx 980 \text{ нм}$) возбуждаются ионы иттербия (переходы $1 \rightarrow 2$), которые затем безизлучательным образом передают энергию ионам эрбия (переходы $2 \rightarrow 5$), и после переходов $5 \rightarrow 4$ они оказываются на верхнем лазерном уровне. Генерация в области 1.5 мкм происходит за счет индуцированных переходов ионов эрбия $4 \rightarrow 3$.

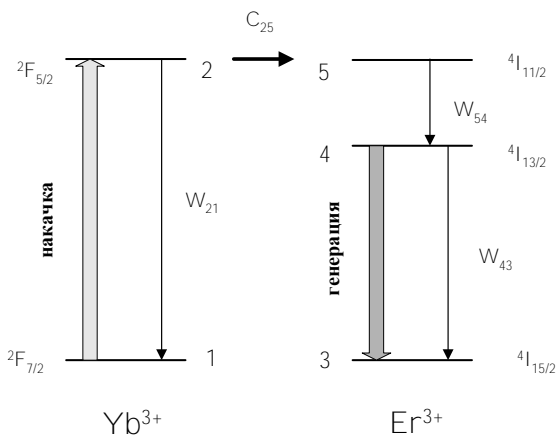


Рис. 6.1. Схема энергетических уровней ионов Yb^{3+} и Er^{3+}

Запишем систему балансных уравнений, описывающих работу Yb-Er лазера при продольной накачке излучением диодного лазера.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_2}{dt} = k_p \Phi_p - W_{21} N_2 - C_{25} N_2 N_3, \quad (6.1) \\ \frac{dN_3}{dt} = -C_{25} N_2 N_3 + \Phi_l k_l + W_{43} N_4, \quad (6.2) \\ \frac{dN_4}{dt} = W_{54} N_5 - \Phi_l k_l - W_{43} N_4, \quad (6.3) \\ \frac{dN_5}{dt} = -W_{54} N_5 + C_{25} N_2 N_3, \quad (6.4) \\ \frac{d\Phi_l}{dt} = \mu n \Phi_p - k_L \Phi_l, \quad (6.5) \\ N_{Er} \approx N_3 + N_4 + N_5, \quad (6.6) \end{array} \right.$$

где N_j ($j=2-5$) – населенности соответствующих уровней энергии (см. рис. 6.1); $k_p = \sigma_{abs}^p N_{Yb} - (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) N_2$ – коэффициент поглощения излучения накачки, N_{Yb} – концентрация ионов иттербия, σ_{abs}^p и σ_{em}^p – сечения поглощения и стимулированного испускания на частоте излучения накачки ν_p , соответственно; $k_l = \sigma_{em}^l N_4 - \sigma_{abs}^l N_3$ – коэффициент усиления генерируемого излучения, σ_{abs}^l и σ_{em}^l – сечения поглощения и стимулированного испускания на частоте излучения генерации ν_l ; $\Phi_p = I_p / (h \nu_p)$ и $\Phi_l = I_l / (h \nu_l)$ – плотности потоки фотонов накачки и генерации, соответственно; W_{21} , W_{54} и W_{43} – коэффициенты, определяющие скорости переходов между соответствующими уровнями каждого из ионов (см. рис. 6.1); C_{25} – коэффициент переноса энергии с иона иттербия на ион эрбия; c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления, N_{Er} – концентрация ионов эрбия, $\mu = n l_a / l_{cav}$ – коэффициент заполнения резонатора, l_a – геометрическая толщина активного элемента, l_{cav} –

оптическая длина резонатора: $k_L = k_{act} + k_{pass}$ – полный коэффициент потерь, коэффициент активных $k_{act} = -\ln(-T_{out})/L$ и пассивных $k_{pass} = -\ln(-L)/L$ потерь, соответственно, T_{out} – коэффициент пропускания выходного зеркала, L – неактивные потери за двойной проход по резонатору.

Рассмотрим работу лазера в непрерывном режиме генерации, тогда в уравнениях (6.1)–(6.5) производные обращаются в нуль, и получается система нелинейных уравнений, так как там присутствуют члены $C_{25}N_2N_3$. Решается она численно. Можно показать, что

$$N_2 = \frac{\Phi_p \sigma_{abs}^p N_{Yb}}{\Phi_p (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) + C_{25}N_3 + W_{21}} = F(N_3) \quad (6.7)$$

$$N_3 = \frac{W_{54} N_{Er} (\Phi_l \sigma'_{em} + W_{43})}{N_2 C_{25} (W_{54} + \Phi_l \sigma'_{em} + W_{43}) + W_{54} \Phi_l (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) + W_{43}} = Q(N_2) \quad (6.8)$$

Уравнения (6.7) и (6.8) могут быть решены методом последовательных приближений при заданных значениях Φ_p и Φ_l . Полагаем в начальном приближении («0» – приближение) $N_2^{(0)} = 0$ и $N_3^{(0)} = N_{Er}$, тогда следующее («1») приближение дает

$$N_2^{(1)} = \frac{\Phi_p \sigma_{abs}^p N_{Yb}}{\Phi_p (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) + C_{25}N_3^{(0)} + W_{21}} = F(N_3^{(0)})$$

$$\text{и } N_3^{(1)} = \frac{W_{54} N_{Er} (\Phi_l \sigma'_{em} + W_{43})}{N_2^{(1)} C_{25} (W_{54} + \Phi_l \sigma'_{em} + W_{43}) + W_{54} \Phi_l (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) + W_{43}} = Q(N_2^{(1)})$$

и так далее. За несколько итераций мы получаем значения N_2 и N_3 с заданной точностью. Обычно для расчетов таких лазеров вполне достаточна точность в 0,1 – 0,01 %. По населенности на 3-м уровне

(нижний лазерный уровень для Er^{3+}), рассчитываем населенность верхнего лазерного уровня

$$N_4 = \frac{\Phi_l \sigma_{abs}^l N_3 + W_{54} (N_{Er} - N_3)}{\Phi_l \sigma_{em}^l + W_{54} + W_{43}} \quad (6.9)$$

и коэффициент усиления $k_l = \sigma_{em}^l N_4 - \sigma_{abs}^l N_3$. Из (6.9) видно, что N_4 зависит от N_3 , и коэффициент усиления по сути определяется населенностью на 3-м уровне.

Рассмотренная система балансных уравнений (6.1)–(6.6) позволяет провести анализ работы лазера как в плосковолновом приближении, так и учесть пространственное распределение излучений накачки и генерации в активном элементе. В последнем случае переменные в этих уравнениях следует рассматривать как локальные, а уравнение (6.5) для стационарного режима генерации следует записать в виде

(аналогично (5.1))

$$\int k_l \Phi_l(y, z) dV = k_L \int \Phi_l(y, z) dV.$$

7. ПАССИВНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ

Рассмотрим лазер на основе квази-трехуровневой среды, работающий в режиме пассивной модуляции добротности. Схема лазера представлена на рис. 7.1. Накачка лазера осуществляется по продольной схеме непрерывным излучением лазерного диода. Основные результаты будут получены для пассивного модулятора на основе насыщающегося поглотителя (НП) $Cr^{4+}:YAG$, который в настоящее время получил наиболее широкое распространение для лазеров, работающих в области 1 мкм.

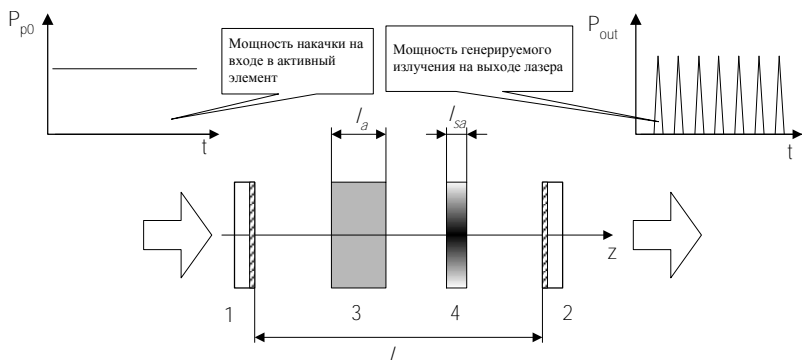


Рис. 7.1. Схема лазера:

1, 2 – зеркала; 3 – активный элемент; 4 – пассивный модулятор

Прежде чем приступить к рассмотрению работы лазера кратко остановимся на характеристиках $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$. Схема его энергетических уровней представлена на рис. 7.2.

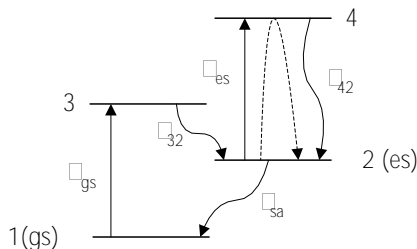


Рис. 7.2. Схема уровней Cr^{4+} в YAG

Энергетическое расстояние между уровнями 1–3 и 2–4 соответствует энергии кванта генерируемого излучения ν_l , поэтому поглощение здесь возможно как с основного (1) уровня, так и с уровня 2, об этом часто говорят как о поглощении из основного (gs) и возбужденного (es) состояний. Переходы с поглощением $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$ характеризуются своими сечениями σ_{gs} и σ_{es} . Время релаксации с уровня 2 $\tau_{sa} = 3,4 \cdot 10^{-6}$ с, релаксация с уровней 3 и 4 является быстрой, так что $\tau_{32}, \tau_{42} \ll \tau_{sa}$. Насыщение поглощения здесь наблюдается в присутствии мощного излучения на частоте ν_l при существенном обеднении основного уровня, так что уменьшается поглощение при пе-

ре-ходах 1→3, при этом происходит накопление ионов хрома на уровне (2). Поглощение из возбужденного состояния (переходы 2→4) несколько ухудшают контраст просветления модулятора. Пассивные модуляторы на основе $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ относят к «медленным» модуляторам, так как время релаксации τ_{sa} много больше длительности генерируемого моноимпульса, и на этапе генерации моноимпульса можно пренебречь скоростью релаксационных переходов.

В качественном отношении работа лазера в режиме пассивной модуляции добротности при непрерывной накачке может быть представлена следующим образом. После включения накачки происходит увеличение населенности на верхнем лазерном уровне, что приводит к росту коэффициента усиления в некоторой полосе частот. В начале этого этапа поглощение в пассивном модуляторе максимально, в полосе частот усиления имеется только шумовое спонтанное излучение, коэффициент усиления меньше коэффициента потерь, и генерация не развивается. При определенной населенности верхнего лазерного уровня коэффициент усиления на некоторой частоте сравнивается с коэффициентом потерь, вносимых как НП, так и резонатором, то есть для излучения на этой частоте достигнут порог генерации. Об этом пороге часто говорят как о «втором пороге» генерации, понимая под «первым порогом» генерации порог в отсутствие НП. Итак, при достижении второго порога генерации начинается быстрый рост интенсивности излучения на частоте генерации, что приводит к началу насыщения поглощения (просветления) пассивного модулятора, что в свою очередь приводит к еще большему увеличению интенсивности генерируемого излучения. В результате возникает лавинообразный процесс, в результате которого сначала насыщается поглощение НП, а затем и усиление активной среды, что приводит к генерации моноимпульса. После окончания моноимпульса пассивный модулятор начинает восстанавливать свое высокое пропускание со временем релаксации возбужденного уровня, а в активной среде начинается рост населенности на верхнем лазерном уровне. Существенно важным моментом здесь является то, что параметры НП и активной среды должны быть такими, чтобы сначала произошло насыщение поглощения в пассивном модуляторе, а затем насыщение усиления в активной среде. Количественные условия начала формирования моноимпульса будут рассмотрены позже.

Система балансных уравнений для населенностей энергетических уровней $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$ в присутствии излучения на частоте ν_l , интенсивность которого – I_l , запишется в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_{gs}}{dt} = -\frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{gs} N_{gs} + \frac{N_{es}}{\tau_{sa}}, \quad (7.1) \\ \frac{dN_{es}}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{42}} - \frac{N_{es}}{\tau_{sa}} - \frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{es} N_{es}, \quad (7.2) \\ \frac{dN_3}{dt} = \frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{gs} N_{gs} - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (7.3) \\ \frac{dN_4}{dt} = \frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{es} N_{es} - \frac{N_4}{\tau_{42}}. \quad (7.4) \end{array} \right.$$

Так как сброс ионов Cr^{4+} с уровней 3 и 4 быстрый, то на них нет накопления частиц и $dN_3/dt \approx 0$, $dN_4/dt \approx 0$, что позволяет записать (7.3) и (7.4) в виде

$$N_3 \approx \tau_{32} \sigma_{gs} I_l N_{gs} / (h\nu_l) \quad (7.5)$$

$$\text{и } N_4 \approx \tau_{42} \sigma_{es} I_l N_{es} / (h\nu_l)$$

С учетом сделанных предположений система уравнений (7.1)–(7.4) сведется к

$$\frac{dN_{gs}}{dt} = -\frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{gs} N_{gs} - \frac{N_{sa} - N_{gs}}{\tau_{sa}}; \quad (7.6)$$

$$N_{gs} + N_{es} = N_{sa}. \quad (7.7)$$

Коэффициент поглощения пассивного модулятора на частоте ν_l

$$k_{abs}^{sa} = \sigma_{gs} N_{gs} + \sigma_{es} N_{es}. \quad (7.8)$$

Рассмотрим работу лазера в режиме генерации одиночного импульса. Система балансных уравнений для лазера на основе квази

трехуровневой среды с пассивным модулятором $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ может быть записана в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dI_l}{dt} = \frac{q\mu}{n} [I_l - k_L - k_{sa}] I_l; \quad (7.9) \\ \frac{dN_2}{dt} = \frac{I_p}{h\nu_p} k_p - \frac{I_l}{h\nu_l} k_l - \frac{N_2}{\tau}; \quad (7.10) \\ \frac{dN_{gs}}{dt} = -\xi \frac{I_l}{h\nu_l} \sigma_{gs} N_{gs} + \frac{N_{sa} - N_{gs}}{\tau_{sa}}; \quad (7.11) \\ N_1 + N_2 = N; \quad (7.12) \\ N_{gs} + N_{es} = N_{sa}. \quad (7.13) \end{array} \right.$$

Здесь индексами l и p обозначаются величины, относящиеся к излучению генерации и накачки, соответственно; I_l – интенсивность генерируемого излучения; I_p – интенсивность излучения накачки; $\mu = l_a n / l_c$ – коэффициент заполнения резонатора; l_a – длина активного элемента; n – показатель преломления активного элемента; l_c – оптическая длина резонатора; $k_l = \sigma_{em}^l N_2 - \sigma_{abs}^l N_1$ – коэффициент усиления на частоте генерируемого излучения; σ_{em}^l , σ_{abs}^l – сечения стимулированного испускания и поглощения на частоте генерируемого излучения, соответственно; N_2 и N_1 – населенности верхнего и нижнего мультиплетов, соответственно; $k_p = \sigma_{abs}^p N_1 - \sigma_{em}^p N_2$ – коэффициент поглощения на частоте излучения накачки; σ_{abs}^p , σ_{em}^p – сечения поглощения и стимулированного испускания на частоте излучения накачки, соответственно; $k_L = -\ln(R_{out}) / L$ – коэффициент потерь резонатора; N – концентрация примесных центров в активной среде; R_{out} – коэффициент отражения выходного зеркала; L – коэффициент относительных неактивных потерь резонатора;

$k_{sa} = \left(\sigma_{gs} N_{gs} + \sigma_{es} N_{es} \right) l_{sa} / A$ – коэффициент потерь, связанный с пассивным модулятором; σ_{gs} , σ_{es} – сечения поглощения из основного и возбужденных состояний пассивного модулятора $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$, соответственно; N_{gs} , N_{es} – населенности основного и возбужденного состояний пассивного модулятора, соответственно; l_{sa} – длина пассивного модулятора; N_{sa} – концентрация ионов Cr^{4+} в пассивном модуляторе; τ_{sa} – время жизни иона хрома в возбужденном состоянии; $\xi = A_l / A_{sa}$ – отношение эффективной площади моды генерации в активной среде и пассивном модуляторе (параметр внутренней фокусировки, в некоторых случаях резонатор лазера создают таким образом, чтобы создать более высокую интенсивность излучения на пассивном модуляторе, чтобы облегчить насыщение поглощения НП).

Путем введения новых переменных уравнения (7.9)–(7.11) могут быть представлены в виде

$$\frac{d\Phi_l}{dt} = \frac{q\mu}{n} \left(\sigma_l N_{2l} - k_L^* \right) \Phi_l; \quad (7.14)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi_\rho \sigma_\rho N_{2\rho} - \Phi_l \sigma_l N_{2l} - \frac{N_2}{\tau}; \quad (7.15)$$

$$\frac{dN_{gs}}{dt} = -\xi \Phi_l \sigma_{gs} N_{gs} + \frac{N_{sa} - N_{gs}}{\tau_{sa}}, \quad (7.16)$$

где $\sigma_x = \sigma_{abs}^x + \sigma_{em}^x$, ($x = l, \rho$) – эффективные сечения для излучения на частоте генерации (накачки); $N_{2l} = N_2 - \beta_l N$, $N_{2\rho} = \beta_\rho N - N_2$ – эффективные населенности верхнего мультиплета для излучения на частоте генерации (накачки); $\beta_x = \sigma_{abs}^x / \left(\sigma_{abs}^x + \sigma_{em}^x \right)$ ($x = l, \rho$) – параметры, характеризующие условие достижения состояния просветления на частоте генерации (накачки); $\Phi_x = I_x / \left(v_x \right)$ – плотность потока фотонов на частоте генерации (накачки); $k_L^* = k_L + k_{sa}$.

На этапе генерации моноимпульса уравнения (7.14)–(7.16) упрощаются за счет отбрасывания членов, описывающих скорость накач-

ки и релаксационные процессы в активном элементе и пассивном модуляторе, и система укороченных уравнений приобретает вид

$$\frac{d\Phi_I}{dt} = \frac{c\mu}{n} \left(\xi_I N_{2I} - k_L^* \Phi_I \right); \quad (7.17)$$

$$\frac{dN_{2I}}{dt} = -\Phi_I \sigma_I N_{2I}; \quad (7.18)$$

$$\frac{dN_{gs}}{dt} = -\xi \Phi_I \sigma_{gs} N_{gs}. \quad (7.19)$$

Здесь также учтено, что $dN_2/dt = dN_{2I}/dt$. Система уравнений (7.17)–(7.19) имеет вид аналогичный тем системам уравнений, которые применяются для описания работы лазеров в режиме пассивной модуляции добротности на основе четырехуровневых активных сред и «медленного» пассивного модулятора, и решения которых хорошо известны [12]. В нашем случае решения системы уравнений по форме будут аналогичными, изменится только смысл некоторых величин.

Процесс генерации начнется по достижении порогового условия («второй порог») – равенства коэффициента усиления коэффициенту начальных потерь лазера, когда поглощение пассивного модулятора максимально и определяется населенностью только на основном уровне

$$\sigma_I N_{2I}^i = k_L + \sigma_{gs} N_{sa} \frac{I_{sa}}{I_a}, \quad (7.20)$$

где N_{2I}^i – начальное (пороговое) значение эффективной населенности верхнего мультиплета активной среды для излучения генерации

$$N_{2I}^i = \frac{k_L I_a + \ln \left(\frac{1}{T_0} \right)}{\sigma_I I_a}. \quad (7.21)$$

В (7.21) вместо σ_{gs} использована более удобная с практической точки зрения величина начального коэффициента пропускания пассивного модулятора $T_0 = \exp \left(-\sigma_{gs} N_{sa} I_{sa} \right)$. Из уравнений (7.18) и (7.19)

найдем связь между величинами N_{gs} и N_{2l} . Так, после деления (7.18) на (7.19) и интегрирования получим

$$N_{gs} = N_{sa} \left(\frac{N_{2l}}{N_{2l}^i} \right)^\alpha, \text{ где } \alpha = \xi \sigma_{gs} / \sigma_l. \quad (7.22)$$

Разделив (7.17) на (7.18), найдем производную от Φ_l по N_{2l}

$$\frac{d\Phi_l}{dN_{2l}} = -\frac{\alpha\mu}{n} \left[1 - \frac{k_L l_a + \beta \ln\left(\frac{1}{T_0}\right)}{l_a \sigma_l N_{2l}} - \frac{\alpha - \beta \ln\left(\frac{1}{T_0}\right)}{l_a \sigma_l N_{2l}^i} \left(\frac{N_{2l}}{N_{2l}^i} \right)^{\alpha-1} \right], \quad (7.23)$$

где $\beta = \sigma_{es} / \sigma_{gs}$. Значение Φ_l как функцию от N_{2l} получим после интегрирования (7.23)

$$\begin{aligned} \Phi_l(N_{2l}) = & \frac{\alpha\mu}{n} \left[N_{2l}^i - N_{2l} - \frac{k_L l_a + \beta \ln\left(\frac{1}{T_0}\right)}{l_a \sigma_l} \ln\left(\frac{N_{2l}^i}{N_{2l}}\right) - \right. \\ & \left. - \frac{\alpha\mu}{n} \frac{\alpha - \beta \ln\left(\frac{1}{T_0}\right)}{l_a \sigma_l \alpha} \left(1 - \left(\frac{N_{2l}}{N_{2l}^i} \right)^\alpha \right) \right]. \end{aligned} \quad (7.24)$$

Максимальное значение Φ_l достигается при некотором значении $N_{2l} = N_{2l}^t$, которое может быть найдено из условия

$$\frac{d\Phi_l}{dN_{2l}} = 0,$$

тогда из (7.23) имеем

$$\frac{N_{2l}^t}{N_{2l}^i} = \frac{N_{2l}^0}{N_{2l}^i} + \left(1 - \frac{N_{2l}^0}{N_{2l}^i} \right) \left(\frac{N_{2l}^t}{N_{2l}^i} \right)^\alpha, \quad (7.25)$$

где $N_{2l}^0 = \left(\frac{I_a}{I_0} + \beta \ln \left(\frac{T_0}{\sigma_l} \right) \right)$ Значение $N_{2l} = N_{2l}^f$, которое соответствует окончанию импульса генерации найдем из (7.24), приравняв правую часть нулю

$$1 - \frac{N_{2l}^f}{N_{2l}^i} + \frac{N_{2l}^0}{N_{2l}^i} \ln \left(\frac{N_{2l}^f}{N_{2l}^i} \right) - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{N_{2l}^0}{N_{2l}^i} \right) \left[1 - \left(\frac{N_{2l}^f}{N_{2l}^i} \right)^\alpha \right] = 0. \quad (7.26)$$

Из (7.17) найдем поверхностную плотность числа фотонов за весь импульс генерации

$$\Phi_{\Sigma l} = \int_0^\infty \Phi_l \left(t \right) dt = \frac{1}{\sigma_l} \ln \left(\frac{N_{2l}^i}{N_{2l}^f} \right), \quad (7.27)$$

тогда энергия импульса генерации на выходе лазера

$$E_{out} = V_l k_{act} h\nu_l \Phi_{\Sigma l} = V_l k_{act} h\nu_l \frac{1}{\sigma_l} \ln \left(\frac{N_{2l}^i}{N_{2l}^f} \right), \quad (7.28)$$

где V_l – эффективный объем моды генерируемого излучения; $k_{act} = -\ln \left(\frac{I_{out}}{I_a} \right)$ – активные потери резонатора. Величина $\Phi_l \left(\frac{t}{\sigma_l} \right)$ есть пиковое значение плотности потока фотонов, которое определяет пиковую мощность светового импульса на выходе лазера

$$P_{out}^{peak} = V_l k_{act} \Phi_l \left(\frac{t}{\sigma_l} \right) h\nu_l. \quad (7.29)$$

Длительность импульса генерации t_{dur} рассчитаем по формуле

$$t_{dur} = \frac{E_{out}}{P_{out}^{peak}}. \quad (7.30)$$

Эффективность извлечения энергии запасенной в активном элементе определяется как

$$\eta_{energ} = \frac{E_{out}}{V_l E_{st}}, \quad (7.31)$$

где $E_{st} = g_0 \Gamma_{sl} = \mathfrak{G} = N_2^i \sigma_{em}^l - (N - N_2^i) \mathfrak{G}_{abs}^l$, $\Gamma_{sl} = \hbar \nu_l / \sigma_l \mathfrak{G} N_{2l}^i \hbar \nu_l$ – объемная плотность запасенной энергии в активном элементе, g_0 – начальный коэффициент усиления перед началом генерации монопulsesа, Γ_{sl} – поверхностная плотность энергии насыщения на частоте ν_l . С учетом (7.21), (7.28) и (7.31) получим

$$\eta_{energ} = \frac{k_{act} l_a}{k_L l_a - \ln \mathfrak{G}_0} \ln \left(\frac{N_{2l}^i}{N_{2l}^f} \right). \quad (7.32)$$

Теперь рассмотрим работу лазера на этапе между соседними импульсами при непрерывной накачке. Пассивный модулятор полностью восстанавливается за промежуток времени между последующими импульсами. Излучение накачки должно обеспечить увеличение средней по объему населенности на верхнем мультиплете от $N_{2l} = N_{2l}^f$ до $N_{2l} = N_{2l}^i$. Считаем, что излучение накачки распространяется по активному элементу вдоль оси z , от $z=0$ на входе в активный элемент до $z=l_a$ на выходе из него. Взаимодействие излучения накачки с активной средой описывается следующей системой уравнений

$$\frac{n}{c} \frac{\partial \Phi_p(z)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_p(z)}{\partial z} = -k_p(z) \Phi_p(z) \quad (7.33)$$

$$k_p(z) \mathfrak{G} = \sigma_{abs}^p N - \sigma_p N_2(z) \quad (7.34)$$

В уравнениях (7.33) и (7.34) перейдем к средним по объему активного элемента величинам.

$$\frac{n}{c} \frac{d \Phi_p}{dt} + \frac{1}{l_a} \left[\Phi_p \Big|_{z=l_a} - \Phi_p \Big|_{z=0} \right] = -k_p \Phi_p \mathfrak{G} \quad (7.35)$$

$$k_p \mathfrak{G} = \sigma_{abs}^p N - \sigma_p N_2 \mathfrak{G} \quad (7.36)$$

где $\Phi_p \mathfrak{G} = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} \Phi_p(z) dz$, $k_p \mathfrak{G} = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} k_p(z) dz$;

$$N_2 \approx \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} N_2(z) dz \text{ и } \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} k_p(z) \Phi_p(z) dz \approx k_p \Phi_p [10].$$

Выражение в квадратных скобках в (7.35) запишем в виде $\left[\Phi_p|_{z=l_a} - \Phi_p|_{z=0} \right] = -\Phi_p|_{z=0} \left[1 - \exp(-k_p l_a) \right]$ и продифференцируем обе части уравнения (7.36) по времени, тогда с учетом (7.15) получим конечную систему уравнений

$$\frac{d\Phi_p}{dt} = -\frac{c}{n} k_p \Phi_p - \frac{c}{n l_a} \Phi_p \left[\exp(k_p l_a) - 1 \right] \quad (7.37)$$

$$\frac{dk_p}{dt} = -\frac{1}{\tau} \left\{ k_p + \frac{\Phi_p}{\Phi_{ps}} \right\} - \sigma_{abs}^p N, \quad (7.38)$$

где $\Phi_{ps} = 1/(\epsilon_p \tau)$ – плотность потока фотонов насыщения на частоте излучения накачки. Поскольку величина интенсивности излучения накачки на входе в активный полагается постоянной, то $\Phi_{p0} \approx \Phi_{p0} = P_{p0} / (A_p h \nu_p) \approx \text{const}$, где P_{p0} – мощность излучения накачки на входе в активный элемент, A_p – эффективная площадь пучка излучения накачки. В общем случае временная зависимость коэффициента поглощения, а следовательно и населенностей мультиплетов активной среды находится в результате численного решения системы уравнений (7.37) и (7.38). В некоторых частных случаях, например, при большой частоте следования импульсов, когда начальное значение $N_{2l} = N_{2l}^i$ не отличается существенно от $N_{2l} = N_{2l}^f$, можно считать, что $\Phi_p \approx \overline{\Phi_p} = \text{const}$ и из (7.37) можно получить выражение для частоты следования импульсов

$$f_p = \left(\frac{\tau}{a} \ln \frac{ak_p^f + b}{ak_p^i + b} \right)^{-1}, \quad (7.39)$$

где $a = 1 + \overline{\Phi}_\rho / \Phi_{ps}$, $b = -\sigma_{abs}^p N$, $k_\rho^f = \left(\sqrt{1 - N_2^f} \overline{\mathfrak{g}}_{abs}^p - N_2^f \sigma_{em}^p \right)$ и $k_\rho^i = \left(\sqrt{1 - N_2^i} \overline{\mathfrak{g}}_{abs}^p - N_2^i \sigma_{em}^p \right)$, населенности верхнего мультиплета N_2^f и N_2^i соответствуют эффективным населенностям N_{2f} и N_{2i} на частоте генерации. Постоянную величину $\overline{\Phi}_\rho$ рассчитаем по формуле

$$\overline{\Phi}_\rho = \frac{\Phi_{\rho 0} \left[1 - \exp\left(-\overline{k}_\rho / a\right) \right]}{\overline{k}_\rho / a}, \quad (7.40)$$

где $\overline{k}_\rho \approx \left(k_\rho^f + k_\rho^i \right) / 2$.

В качестве примера рассмотрим результаты расчетов генерационных характеристик микрочип лазера состоящего из активного элемента Yb(10%):YAG, толщиной 0,8 мм и пассивного модулятора Cr:YAG, толщиной 0,2 мм, находящихся в оптическом контакте, оптическая длина резонатора – 1,82 мм. При расчетах изучалась зависимость генерационных параметров (энергии лазерного импульса, его длительности, частоты следования импульсов и средней мощность выходного излучения) от пропускания выходного зеркала $T_{out} = 1 - R_{out}$ и начального пропускания пассивного модулятора T_0 при мощности излучения накачки на входе в активный элемент $P_{\rho 0} = 3,4$ Вт. Средняя мощность выходного излучения рассчитывалась как $P_{aver} = E_{out} / t$. Лазер накачивается по продольной схеме, излучение накачки фокусируется в активный элемент в пятно диаметром ≈ 100 мкм. Спектроскопические параметры пассивного модулятора: $\sigma_{gs} = 4,3 \times 10^{-18}$ см², $\sigma_{es} = 8,9 \times 10^{-19}$ см². Лазер генерирует излучение на длине волны ≈ 1030 нм, накачка осуществляется излучением лазерного диода на длине волны ≈ 940 нм. Сечения поглощения $\sigma_{abs}^l = 10^{-21}$ см², $\sigma_{abs}^p = 5,41 \times 10^{-21}$ см² и стимулированного испускания $\sigma_{em}^l = 2,3 \times 10^{-20}$ см², $\sigma_{em}^p = 5,17 \times 10^{-22}$ см² активного элемента. Результаты расчетов представлены на рис. 7.3.

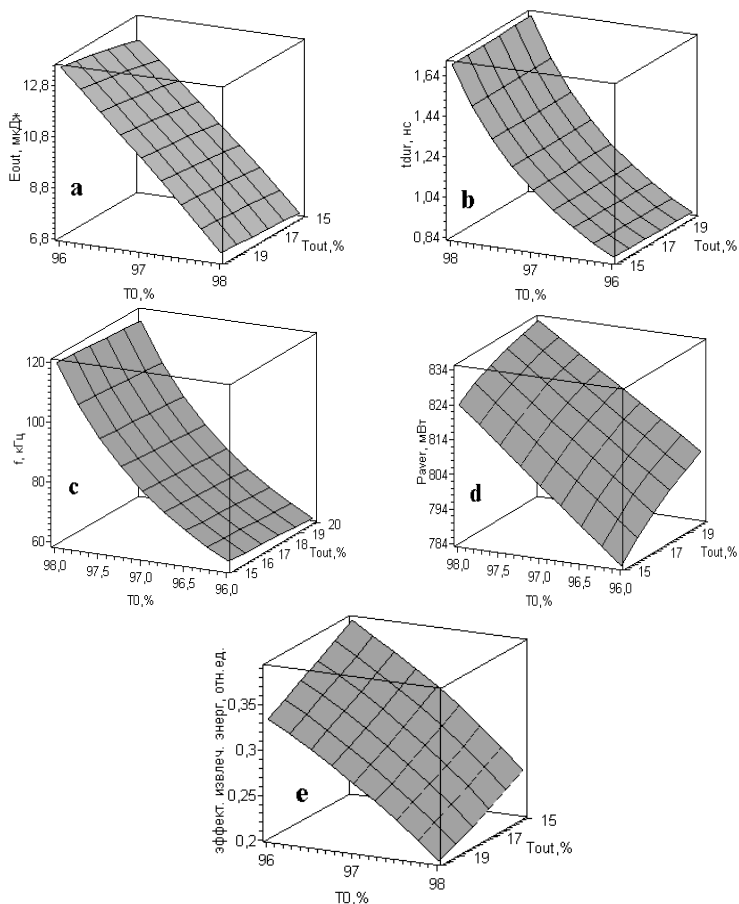


Рис. 7.3. Расчетные генерационные параметры лазера: *a* – выходная энергия; *b* – длительность импульса генерации; *c* – частота следования импульсов; *d* – средняя мощность выходного излучения; *e* – эффективность извлечения запасенной энергии в активном элементе

Полученные результаты без труда можно применить для моделирования работы лазера в режиме пассивно модуляции добротности, работающего по четырех уровневой схеме. В этом случае эффективные населенности N_{2l}^i , N_{2l}^f и др. переходят в соответствующие населенности верхнего лазерного уровня.

Как уже говорилось выше, существенно важным моментом для формирования моноимпульса является то, что параметры НП и ак-

тивной среды должны быть такими, чтобы сначала произошло насыщение поглощения в пассивном модуляторе, а затем насыщение усиления в активной среде. Можно показать, что условие, при котором будет развиваться моноимпульс в лазере с медленным НП может быть записано в виде

$$\frac{\sigma_{gs}}{\sigma_l} > \frac{\ln \left(\frac{2}{1 - \rho} \right) k_L / a}{\ln \left(\frac{2}{1 - \rho} \right)}. \quad (7.41)$$

Отметим, что для микрочип лазера на Yb:YAG–Cr:YAG, который мы рассматривали выше это условие выполняется с большим запасом, $200 > 3$.

8. АКТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ И СТЕКОЛ С ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

8.1. Кристаллы с ионами Nd³⁺

8.1.1. Алюмоиттриевый гранат с неодимом

Кристалл алюмоиттриевого граната Y₃Al₅O₁₂, содержащего неодим (сокращенно Nd:YAG), является наиболее распространенным лазерным материалом. Чистый, нелегированный алюмоиттриевый гранат представляет собой бесцветный, твердый, прозрачный кристалл. Он имеет кубическую симметрию, поэтому его оптические свойства изотропны – показатель преломления не зависит от направления распространения света и поляризации. Ионы Nd³⁺ изоморфно замещают ионы Y³⁺ в узлах кристаллической решетки с локальной симметрией D₂. Ниже приведены основные физические свойства кристалла YAG [14,15].

Симметрия кристалла	Кубическая
Пространственная группа	$I_a3d(O_h^{10})$
Локальная симметрия иона Nd ³⁺	D ₂
Постоянная решетки	12,01 Å
-Температура плавления	1970 °C

Плотность	4,56 г/см ³
Удельная теплоемкость	600 Дж/кг×К
Теплопроводность	13 Вт/м×К
Твердость по шкале Мооса	8,5
Модуль Юнга	280×10 ⁹ Н/м ²
Прочность на разрыв	130–260×10 ⁶ Н/м ²
Коэффициент теплового расширения	6,96×10 ⁻⁶ К ⁻¹
Показатель преломления n ($\lambda = 1,064$ мкм)	1,81633
Термооптическая постоянная dn/dT	9,86×10 ⁻⁶ К ⁻¹
Область прозрачности	0,24–5,5 мкм
Нелинейный показатель преломления n_2	8,1×10 ⁻²⁰ м ² /Вт

В связи с широким использованием кристалла Nd:YAG для практических применений остановимся подробно на его спектроскопических свойствах и формировании структуры уровней. Спектрально-люминесцентные свойства кристалла Nd:YAG определяются свойствами иона Nd³⁺, имеющего 3 электрона на незаполненной электронной оболочке 4*f*, и свойствами кристалла-матрицы. Нижним термом свободного иона Nd³⁺ является состояние ⁴*I*. Это означает, что три электрона иона неодима, находящиеся в оболочке 4*f*, дают результирующий орбитальный момент $L = 6$ и спиновый момент $S = 3/2$. Спин орбитальное взаимодействия приводит к расщеплению состояния ⁴*I* на четыре уровня (мультиплета), отличающиеся полным моментом J , который принимает значения от $L - S = 6 - 3/2 = 9/2$ до $L + S = 6 + 3/2 = 15/2$. В кристалле все уровни свободного иона испытывают расщепление за счет эффекта Штарка во внутрикристаллическом электрическом поле, создаваемом окружающими ион неодима лигандами – ионами кислорода. Каждый терм расщепляется на $(2J + 1)/2$ компонент, в частности: ⁴*I*_{9/2} – на 5, ⁴*I*_{11/2} – на 6, ⁴*I*_{13/2} – на 7, ⁴*I*_{15/2} – на 8. Расстояние между штарковскими компонентами составляет около 10–100 см⁻¹. На рис. 8.1 показана упрощенная схема энергетических уровней иона Nd³⁺ в кристалле YAG с учетом штарковского расщепления, которое показано схематично лишь для уровней непосредственно участвующих в лазерной генерации.

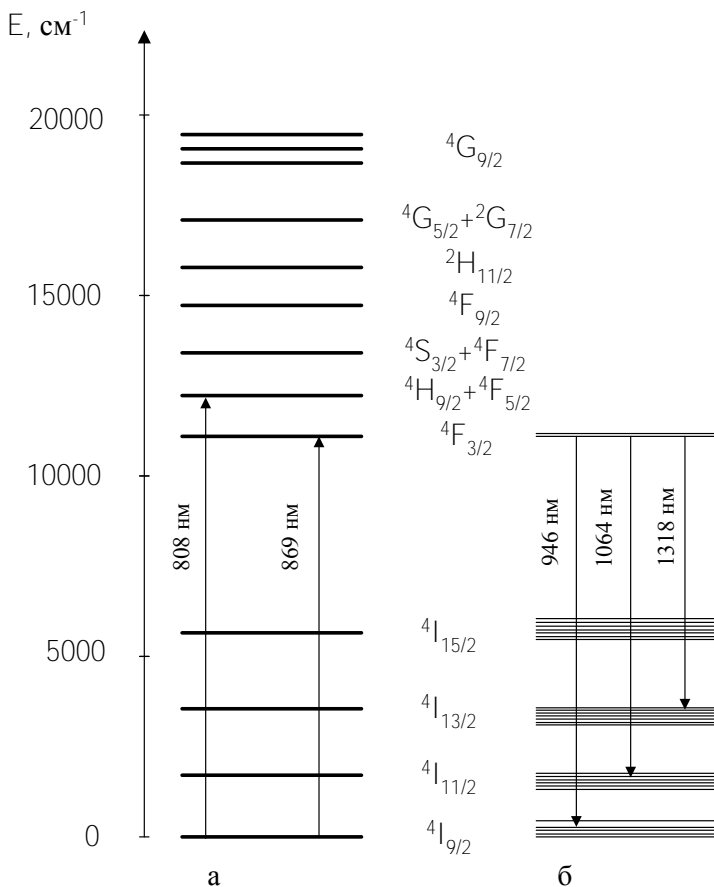


Рис. 8.1. Схема энергетических уровней свободного иона Nd^{3+} (а) и иона Nd^{3+} в кристалле YAG (б)

Оптические переходы между энергетическими уровнями одной электронной оболочки запрещены в соответствии с правилами отбора по четности. Это означает, что вероятность всех оптических переходов между уровнями оболочки $4f$ мала т.е. время жизни уровней за счет спонтанных оптических переходов между ними велико (по сравнению с временем разрешенного оптического перехода, имеющего для видимого спектра порядок величин 10^{-8} – 10^{-9} с). Интенсивность указанных переходов отлична от нуля за счет перемешивания состояний оболоч-

ки $4f$ с состояниями оболочек с противоположной четностью (например, $5d$) под действием нечетных гармоник внутрикристаллического поля. Таким образом, интенсивность оптических переходов иона Nd^{3+} (как и других редкоземельных ионов) достаточно сильно меняется в зависимости от свойств кристалла-матрицы.

В общем случае время жизни ионов на энергетических уровнях определяется вероятностями (скоростями) излучательных и безызлучательных переходов между уровнями. Т.к. энергетические расстояния внутри или между соседними уровнями накачки (включая уровень ${}^4F_{3/2}$ и вышележащие уровни) относительно невелики, то ионы Nd^{3+} , возбуждаясь на уровни накачки, быстро (за время $< 10^{-8}$ с) безызлучательным путем переходят на уровень ${}^4F_{3/2}$. Так как ближайший к ${}^4F_{3/2}$ следующий нижний уровень находится на достаточно большом расстоянии (около 4700 см^{-1}), то безызлучательные переходы вниз с уровня ${}^4F_{3/2}$ имеют малую вероятность. Поскольку время излучательного перехода с уровня ${}^4F_{3/2}$ также велико (примерно $2,5 \times 10^{-4}$ с), то этот уровень является долгоживущим (метастабильным) уровнем и используется в качестве верхнего лазерного уровня.

Энергетические расстояния внутри нижних мультиплетов ${}^4I_{9/2} - {}^4I_{15/2}$ и между ними также оказываются сравнительно небольшими (меньше или сравнимы с максимальной энергией фононов – 850 см^{-1}). Переходы внутри и между этими мультиплетами осуществляются безызлучательно с малым временем (около 10^{-8} с). Таким образом, в кристалле Nd:YAG образуется четырехуровневая схема лазера. В качестве уровней накачки служит уровень ${}^4F_{3/2}$ и все вышележащие уровни. Верхним уровнем генерационного перехода служит уровень ${}^4F_{3/2}$, расщепленный на два подуровня R_1 и R_2 с энергиями 11423 см^{-1} и 11507 см^{-1} , соответственно. В качестве нижнего уровня генерационного перехода может служить любой из штарковских подуровней мультиплетов ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{15/2}$. И, наконец, основной уровень – это совокупность штарковских подуровней нижнего мультиплета ${}^4I_{9/2}$. Следовательно, лазерная генерация по четырехуровневой схеме может идти по множеству каналов, образованных разными штарковскими подуровнями мультиплетов. Кроме того, в Nd:YAG возможна генерация по трехуровневой схеме в области 946 нм для переходов в основное состояние ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$.

Спектр поглощения кристаллов Nd:YAG показан на рис. 8.2. В качестве эффективных источников накачки Nd:YAG лазеров ис-

пользуются лазерные диоды на основе GaAlAs с длиной волны 808 нм. В последнее время с расширением спектрального диапазона излучения диодов все чаще для накачки кристаллов Nd:YAG используются диоды с длиной волны около 870 нм, что позволяет уменьшить тепловыделение в активном элементе.

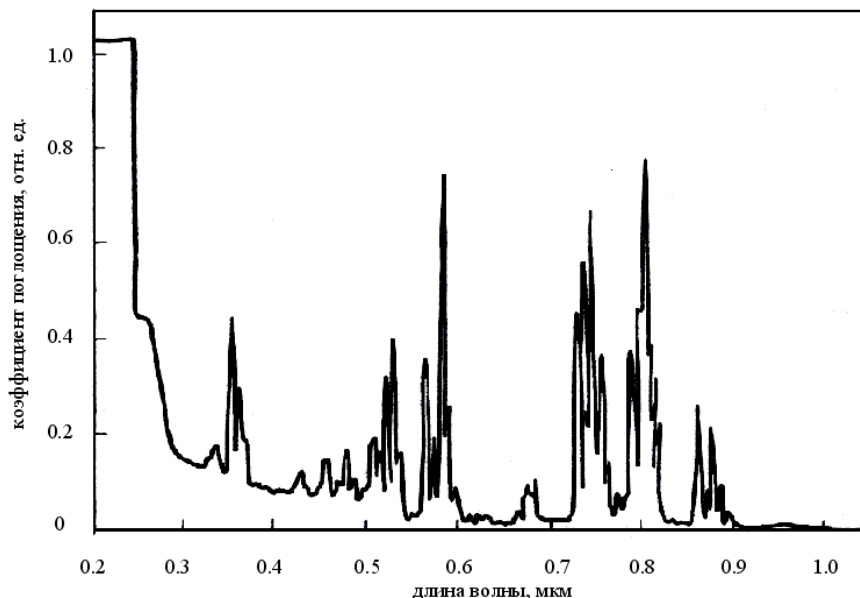


Рис. 8.2. Спектр поглощения кристалла Nd:YAG при комнатной температуре

Основной вклад в поглощение света при ламповой накачке дают пять полос, соответствующих переходам из основного состояния $^4I_{11/2}$ на следующие уровни: $^4F_{3/2}$ ($\lambda \approx 880$ нм); $^4F_{5/2}$ и $^2H_{9/2}$ ($\lambda \approx 810$ нм); $^4F_{7/2}$ и $^4S_{3/2}$ ($\lambda \approx 750$ нм); $^2G_{7/2}$ и $^4G_{5/2}$ ($\lambda \approx 580$ нм); $K_{13/2}$, $^4G_{7/2}$ и $^4G_{9/2}$ ($\lambda \approx 520$ нм). Остальные полосы поглощения вносят малый энергетический вклад в накачку лазера.

В ультрафиолетовом диапазоне спектра наблюдаются полосы поглощения ионов неодима в области 360 нм, 260 нм и край поглощения матрицы, начинающийся с 400 нм и испытывающий резкий подъем к 240 нм (условный край области прозрачности матрицы). Поскольку поглощение излучения накачки матрицей не дает вклад в

полезное лазерное излучение, а приводит лишь к нагреву кристалла, то ультрафиолетовое излучение накачки в лазерах отфильтровывают, не допуская его попадания на кристалл Nd:YAG. Фильтрация УФ-излучения накачки необходима также из-за возникновения при УФ-облучении кристалла центров окраски из-за остаточных примесей и дефектов в матрице, в частности, из-за малых примесей железа. Такие центры окраски поглощают излучение накачки и генерации и существенно снижают КПД лазера.

Сечения стимулированного излучения σ_{se} для основных лазерных переходов в кристалле Nd:YAG хорошо изучены и приведены в [14, 15]. В табл. 8.1 даны основные линии генерации лазеров на Nd:YAG, положения нижних уровней и сечения стимулированного излучения σ_{se} для соответствующих переходов. При разработках лазеров в основном используют два наиболее сильных перехода с длинами волн 1064,15 нм и 1338,1 нм, работающие по четырехуровневой схеме, а также переход с длиной волны 946 нм, работающий по трехуровневой схеме. Следует отметить, что линия люминесценции (усиления) кристаллов Nd:YAG с длиной волны 1064,15 нм, обусловлена не одним, а двумя близкими по частотам переходами: 1) между уровнем $11507 \text{ см}^{-1} \text{ } ^4F_{3/2}$ и $2110 \text{ см}^{-1} \text{ } ^4I_{11/2}$ (основной переход) и 2) между уровнем $11423 \text{ см}^{-1} \text{ } ^4F_{3/2}$ и $2028 \text{ см}^{-1} \text{ } ^4I_{13/2}$. Частоты и длины волн этих переходов составляют 9397 см^{-1} (1064.15 нм) и 9395 см^{-1} (1064.4 нм) соответственно. Ширина суммарной линии для комнатных температур равна $6,5 \text{ см}^{-1}$ и существенно превышает расстояние между ними, равное 2 см^{-1} . Поэтому контуры линий сильно перекрываются, образуя суммарный контур, отличающийся от лоренцового. Как видно из таблицы, вторая линия по интенсивности слабее первой ($\sigma_{se}(1) \approx 7,1 \times 10^{-19} \text{ см}^2$, $\sigma_{se}(2) \approx 1,9 \times 10^{-19} \text{ см}^2$), поэтому центр суммарной линии располагается близко к центру более сильной линии и соответствует длине волны 1064,15 нм. Эффективное сечение перехода в центре суммарной линии составляет $3 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ [14, 15] и это значение используется для практических расчетов генерационных характеристик лазера.

Таблица 8.1

Сечения стимулированного излучения для основных лазерных переходов в кристалле Nd:YAG

Переход	Нижний уровень, см ⁻¹	λ , нм	σ , 10 ⁻¹⁹ см ²
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	3922	1318,4	1,5
	4034	1338,1	1,5
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	2110	1064,15	7,1
	2028	1064,4	1,9
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	852	946,0	1,34

Концентрационное тушение люминесценции в кристалле Nd:YAG. Так как линии поглощения редкоземельных ионов в кристаллах довольно слабые, представляет интерес повышение концентрации активатора с целью увеличения поглощения накачки. Однако при повышении концентрации активатора наблюдается явление концентрационного тушения люминесценции, проявляющееся в сокращении времени жизни и падении квантового выхода люминесценции с ростом концентрации. До величины, равной 1 ат.%, значение τ не зависит от концентрации и составляет около 250 мкс; при $c > 1$ ат.% происходит быстрое сокращение времени жизни. При $c \approx 1$ ат.% наблюдается максимум интенсивности люминесценции. Спад при меньших концентрациях связан с уменьшением доли поглощенного возбуждающего света, при больших – с падением квантового выхода за счет концентрационного тушения. Оптимальной концентрации $c \approx 1$ ат.% соответствует минимум порога генерации лазера.

Природа концентрационного тушения люминесценции связана с взаимодействием ионов Nd³⁺ друг с другом по диполь-дипольному механизму, которое очень сильно зависит от расстояния ($W \approx 1/R^6$). Пара близко расположенных ионов Nd³⁺ способна создать дополнительный канал безызлучательной релаксации ионов Nd³⁺ с уровня ${}^4F_{3/2}$. Концентрационное тушение начинается с концентрации около 1 ат.%, когда происходит образование достаточно большого количества близкорасположенных пар ионов Nd³⁺. Основные спектроскопические характеристики кристалла Nd:YAG для длины волны генерации 1064 нм приведены в табл. 5.2.

Таблица 8.2

Основные спектроскопические характеристики неодимсодержащих лазерных кристаллов

Наименование параметра	Nd:YAG	Nd:KGW	Nd:YVO
Длина волны накачки λ_p , нм	808	808	808
Сечение поглощения на длине волны накачки, σ_{abs}^p , см ²	$6,7 \times 10^{-20}$	4×10^{-20}	28×10^{-20}
Ширина полосы поглоще- ния на длине волны накачки $\Delta\lambda_p$, нм	2,5	3,5	15,7
Длина волны генерации λ_s , нм	1064	1067	1064
Ширина полосы люми- несценции (усиления) \square $\Delta\lambda_s$, нм	0,6	2,4	0,96
Радиационное время жиз- ни при комнатной темпе- ратуре τ_{rad} , мкс	250	130	90
Сечение вынужденного излучения σ_{se} , см ²	3×10^{-19}	$4,3 \times 10^{-19}$	25×10^{-19}
Концентрация ионов Nd ³⁺ , ат % см ⁻³	1 $1,38 \times 10^{20}$	3–10 $(1,8–6) \times 10^{20}$	0,1–4
$\lambda_{нак}/\lambda_{ген}$	0,78	0,78	0,78

Кристаллы Nd:YAG до сих пор являются самыми распростра-
ненными активными средами твердотельных лазеров. С использо-
ванием кристаллов Nd:YAG реализованы все возможные режимы
генерации лазеров как при ламповой, так и при диодной накачках:
непрерывный, импульсный, режим модуляции добротности, режим
синхронизации мод. Коммерческие лазеры на основе кристаллов
Nd:YAG оснащены генераторами гармоник от 2-й до 5-й (532, 354,7,
266 и 212,8 нм). На основе кристаллов Nd:YAG созданы микрочип
лазеры с пассивной модуляцией добротности. Разработаны лазер-
ные системы с выходной мощностью в несколько киловатт.

8.1.2. Кристалл $Nd^{3+}:YVO_4$

Кристалл ванадата иттрия с неодимом $Nd^{3+}:YVO_4$ ($Nd:YVO$) обладает спектроскопическими характеристиками, которые делают его подходящим для диодной накачки. Двумя его важнейшими особенностями являются большое сечение генерационного перехода, в 5 раз большее чем в $Nd:YAG$, и сильная и широкая полоса поглощения в области 808 нм. Перспективы этого кристалла для лазерных применений были показаны еще в работах 1966 года, однако трудности выращивания кристаллов высокого качества без дефектов и больших размеров под ламповую накачку препятствовали их широкому применению. Для диодной накачки достаточно кристаллов сравнительно небольших размеров, к тому же технология выращивания YVO существенно прогрессировала, что сделало их применение массовым.

Кристалл YVO_4 является одноосным двулучепреломляющим кристаллом. Его основные физические свойства приведены ниже.

Симметрия кристалла	Тетрагональная
Пространственная группа	D_{4h}
Локальная симметрия иона Y^{3+}	D_{2d}
Размеры элементарной ячейки	$a = b = 7,12\text{Å}$, $c = 6,29\text{Å}$
Плотность	$4,22\text{ г/см}^3$
Теплопроводность	$5,23\text{ Вт/м К}$ (// оси c) $5,10\text{ Вт/м К}$ (//оси a)
Твердость по Моосу	5
Коэффициент теплового расширения	$11,37 \times 10^{-6}\text{ К}^{-1}$ (// оси c) $4,43 \times 10^{-6}\text{ К}^{-1}$ (//оси a)
Показатель преломления ($\lambda = 1,064\text{ мкм}$)	$n_o = 1,9573$ $n_e = 2,1652$
Область прозрачности	$0,3\text{--}5\text{ мкм}$

Вследствие анизотропии кристалла излучение линейно поляризовано (π -поляризация, $E//c$). Полосы поглощения (накачки) тоже являются поляризационно зависимыми, и в области 808 нм наиболее сильная полоса наблюдается для той же поляризации $E//c$. Коэффициент поглощения в $Nd:YVO$ примерно в 4 раза выше, чем в $Nd:YAG$ при той же концентрации Nd . Кроме того, полоса поглощения в кристаллах $Nd:YVO$ примерно в 6 раз шире (15,7 нм) по

сравнению с Nd:YAG (2,5 нм)), что уменьшает требования к стабильности спектра излучения накачки. Основные спектроскопические характеристики кристалла Nd:YVO в сравнении с кристаллом Nd:YAG приведены в табл. 8.2 [16].

Кристаллы ванадата иттрия с неодимом обладают и некоторыми недостатками. В первую очередь, это существенно более короткое время жизни возбужденного лазерного уровня. Как известно, мощность накачки в пороге генерации лазера P_{thr} зависит от произведения величины сечения стимулированного излучения σ_{se} на время жизни верхнего лазерного уровня τ : $P_{thr} \sim 1/\sigma_{se}\tau$. Тем самым преимущество высокого сечения Nd:YVO частично снижается из-за короткого времени жизни. Кроме того, от времени жизни верхнего лазерного уровня зависит способность запасать энергию в импульсном режиме и режиме модуляции добротности: чем больше время жизни, тем выше энергия импульсов. Что касается теплопроводности, то она в 2 раза ниже, чем в кристаллах Nd:YAG.

Достоинства Nd:YVO наиболее полно реализуются в схемах продольной диодной накачки, и в большинстве коммерческих лазеров на их основе используется накачка с волоконным выходом и малые по размеру кристаллы Nd:YVO. При использовании такой накачки нужна достаточно острая фокусировка, при которой длина активного элемента не должна превышать нескольких миллиметров. В этих условиях кристаллы Nd:YVO с высоким коэффициентом поглощения и большим коэффициентом усиления являются очень подходящими. Кристаллы активно используются в непрерывных лазерах с выходной мощностью в 5–10 Вт. В таких лазерах часто используется генерация второй гармоники (ГВГ) для получения излучения на длине волны 532 нм.

В лазерах на кристаллах ванадата иттрия достигнуты высокие эффективности генерации – оптическая эффективность, определяемая как отношение мощности генерации к мощности накачки, достигает 55–60 %. Благодаря сравнительно короткому времени жизни лазерного уровня, в режиме модуляции добротности с непрерывной диодной накачкой кристаллы Nd:YVO позволяют получать высокие частоты повторения импульсов с длительностью около 10 нс.

8.1.3. Кристалл $Nd^{3+}:KGd(WO_4)_2$

Для создания компактных твердотельных лазеров с ламповой накачкой используются монокристаллы двойного калий-гадолиниевого вольфрамата $KGd(WO_4)_2$ (сокращенно KGW), легированного неодимом. Эти кристаллы принадлежат к низкопороговым активным средам, обладающим высокой эффективностью генерации при низких уровнях накачки.

Кристалл KGW является моноклинным кристаллом и относится к пространственной группе $C2/c$. Основные физические свойства кристалла KGW приведены ниже [14].

Химическая формула	$KGd(WO_4)_2$
Симметрия кристалла	Моноклинная
Пространственная группа	$C2/c$
Локальная симметрия иона Yb^{3+}	C_2
Размеры элементарной ячейки	$a = 8,095 \text{ \AA}$ $b = 10,374 \text{ \AA}$ $c = 7,588 \text{ \AA}$ $\beta = 94,4^\circ$
Температура плавления	1075°
Плотность	$7,27 \text{ г/см}^3$
Удельная теплоемкость	600 Дж/кг К
Теплопроводность	$2,2\text{--}3,5 \text{ Вт/м К}$
Твердость по Моосу	5
Коэффициент теплового расширения	$4\text{--}8,5 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$
Показатель преломления n ($\lambda = 1,04 \text{ мкм}$)	$n_p = 1,983$ $n_m = 2,011$ $n_g = 2,062$
Область прозрачности	$0,35\text{--}5,5 \text{ мкм}$

Кристаллы $Nd:KGW$ имеют слабое концентрационное тушение, что позволяет вводить повышенные концентрации активатора. Время жизни люминесценции неодима с уровня ${}^4F_{3/2}$ составляет при $T = 300 \text{ К}$ и концентрации неодима $c = 2,5 \% 120 \text{ мкс}$ [14]. Спектры поглощения и люминесценции обладают сильной анизотропией и зависят от направления и поляризации возбуждающего света. Мак-

симальное усиление достигается на длине волны 1067,2 нм для поляризации вектора электрического поля вдоль оси оптической индикатрисы N_m . Как правило, активные элементы вырезают вдоль оси “b” кристалла, которая совпадает с осью индикатрисы N_p .

Спектроскопические характеристики кристалла Nd:KGW приведены в табл. 5.2 в сравнении с характеристиками кристаллов Nd:YAG и Nd:YVO. Зависимость времени жизни верхнего лазерного уровня от концентрации ионов неодима в Nd:KGW приведена в табл. 8.3.

Таблица 8.3

Время жизни уровня ${}^4F_{3/2}$ иона Nd^{3+} в KGW при различных концентрациях c_{Nd} при комнатной температуре [14]

c , ат. %	τ , мкс	c , ат. %	τ , мкс
1,5	130	6	100
3	120	10	60
5	110	–	–

Данные, приведенные в таблице, свидетельствуют о малом концентрационном тушении и возможности использовать кристаллы с концентрацией до 10 ат.% неодима. Высокая концентрация активатора позволяет обеспечить высокий КПД лазера (до 3 %) при малых энергиях накачки (порядка 1 Дж) и малых размерах активных элементов (диаметром 2 мм, длина 10 мм).

8.2. Кристаллы с ионами Yb^{3+}

Ионы Yb^{3+} имеют электронную конфигурацию незаполненной оболочки $4f^{13}$. Схема уровней энергии ионов Yb^{3+} в кристаллах очень проста и состоит из основного ${}^2F_{7/2}$ и возбужденного ${}^2F_{5/2}$ мультиплетов с энергетическим зазором около 10000 см^{-1} между ними. Нижний мультиплет расщеплен на 4 штарковских подуровня, верхний – на 3. Вследствие такой структуры уровней энергии кристаллы и стекла с ионами Yb^{3+} не имеют достаточно широких полос поглощения в видимой и ближней ИК области спектра, которые могут быть исполь-

зованы для ламповой накачки, поэтому для данных материалов она не применяется. С появлением мощных лазерных диодов на основе InGaAs, способных излучать на длинах волн 940–980 нм, проявились большие потенциальные возможности иттербийсодержащих материалов для лазеров с диодной накачкой, способных конкурировать как по эффективности генерации, так и по выходной мощности с лазерами на основе кристаллов с ионами неодима.

Основными достоинствами кристаллов с ионами Yb^{3+} являются:

- простая схема уровней энергии (2 мультиплета), что приводит к отсутствию потерь на поглощение из возбужденного состояния, апконверсию, кросс-релаксацию и другие концентрационные эффекты;
- существенно более низкая разница в энергиях квантов накачки и генерации (менее 10 %) по сравнению с ионами Nd^{3+} (в которых эта разница достигает 24 %) что обеспечивает существенно меньшее тепловыделение в активной лазерной среде;
- широкая полоса усиления (до 20–30 нм) позволяет генерировать импульсы фемтосекундной длительности.

Основным недостатком Yb -лазеров является квазитрехуровневая схема генерации*, из-за чего порог генерации достигается при более высоких мощностях накачки по сравнению с Nd -лазерами. Под квазитрехуровневой схемой здесь понимается такая схема уровней, в которой конечный лазерный уровень в исходном состоянии является частично заселенным вследствие бальцовского распределения активных центров по подуровням нижнего мультиплета, энергетические расстояния между которыми сравнимы с величиной kT . Это приводит к наличию поглощения на длине волны генерации в Yb -активных средах в исходном (невозбужденном) состоянии.

Помимо сечения генерационного перехода, эффективность лазерной генерации и усиления Yb -материалов в значительной степени зависит от указанного выше поглощения на длине волны генерации. Минимальная доля возбужденных ионов Yb^{3+} , необходимая для достижения просветления на длине волны генерации определяется выражением:

* См. раздел 1. Поглощение и испускание света. Четырехуровневые и квазитрехуровневые среды.

$$\beta_{\min} = \sigma_{abs}(\lambda_l) / \sigma_{se}(\lambda_l) \quad (8.1)$$

где $\sigma_{abs}(\lambda_l)$, $\sigma_{se}(\lambda_l)$ – сечения поглощения и стимулированного излучения (усиления) на длине волны генерации, соответственно. Когда доля возбужденных ионов Yb^{3+} достигает β_{\min} , скорости переходов вверх (поглощение) и вниз (усиление) становятся равными, так что для излучения на длине волны λ_l не наблюдается ни ослабления ни усиления.

Величину β_{\min} можно выразить иначе, учитывая формулу (2.5):

$$\sigma_{se}(\lambda_l) = \sigma_{abs}(\lambda_l) Z_2/Z_1 \exp [(E_{z1} - hc/\lambda)/kT] \quad (8.2)$$

Где $Z_1, Z_2 =$ – функции населенностей верхнего и нижнего мультиплетов, E_{z1} – разность энергий между нижними штарковскими подуровнями верхнего и нижнего мультиплетов.

Подставляя (2.5) в (8.1) получим

$$\beta_{\min} = \{1 + Z_1/Z_2 \exp [(E_{z1} - hc/\lambda)/kT]\}^{-1}. \quad (8.2)$$

Важным параметром, характеризующим динамику накачки, является интенсивность насыщения I_{sat} , которая определяется сечением поглощения на длине волны накачки $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ и временем жизни возбужденного состояния τ :

$$I_{sat} = h\nu/\tau (\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)) \approx h\nu/\tau \sigma_{abs}(\lambda_p). \quad (8.3)$$

т.е. чем больше сечение поглощения и время жизни возбужденного состояния, тем легче достигается насыщение поглощения накачки. Для достижения состояния просветления в активной среде на длине волны генерации необходима минимальная поглощенная плотность (объемная) мощности накачки $P_{p,abs}^{\min}$:

$$P_{p,abs}^{\min} = N \times \beta_{\min} \times h\nu / \tau, \quad (8.4)$$

где N – полная концентрация ионов Yb^{3+} в кристалле. Чем меньше β_{\min} и чем больше время жизни τ_{rad} , тем меньше порог генерации при прочих равных условиях.

Прежде, чем переходить к характеристикам конкретных материалов, отметим особенности генерации активных сред на основе ионов Yb^{3+} :

1) Поглощение на длине волны генерации не снижает эффективность генерации, но повышает пороговую мощность накачки.

2) Учитывая сравнительно невысокие значения I_{sat} , уже при небольших уровнях накачки наблюдается существенное насыщение поглощения ионов Yb^{3+} . Однако, после достижения порога генерации в непрерывном режиме инверсия населенностей не изменяется, и дальнейшего насыщения поглощения не происходит. Это означает, что поглощенная активной средой мощность накачки существенно различается в процессе генерации и в ее отсутствие.

3) Длина волны генерации Yb -лазеров зависит от уровня суммарных (активных и неактивных) потерь в резонаторе. С увеличением потерь λ_l смещается в сторону более высоких сечений генерационного перехода, т.е. как правило, в коротковолновую область (см. соотношение (1.21) и рис. 1.4).

8.2.1. Кристалл $Yb^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$

Основные физические свойства кристалла $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) приведены выше в разделе 8.1. Структура уровней энергии для кристалла $Yb:YAG$ с учетом штарковского расщепления мультиплетов приведена на рис. 8.3 [17]. Спектры поглощения и люминесценции кристалла $Yb:YAG$ представлены на рис. 8.4.

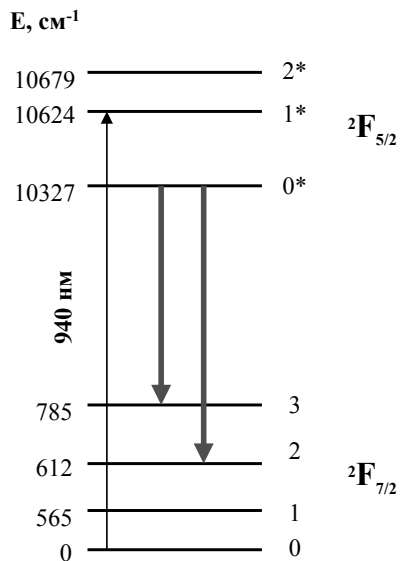


Рис. 8.3. Схема уровней энергии иона Yb^{3+} в кристалле YAG

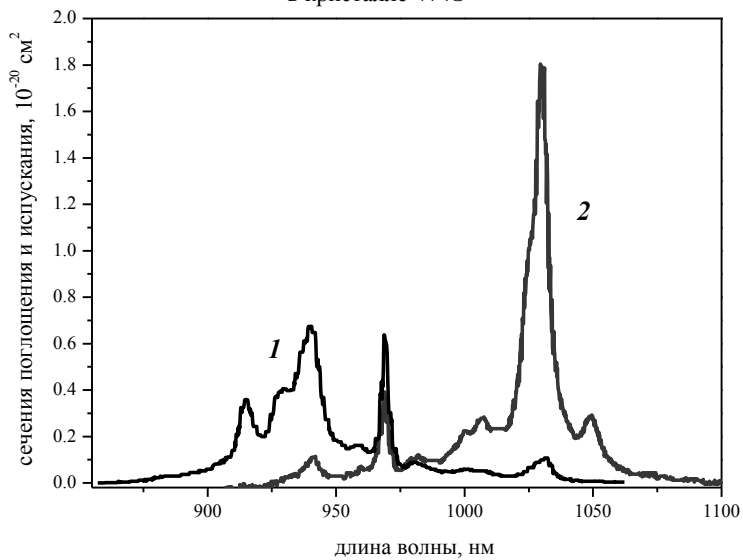


Рис. 8.4. Спектры поглощения (1) и люминесценции (2) кристалла $\text{Yb}(10\%):\text{YAG}$

Накачка излучением лазерных диодов осуществляется в широкую полосу поглощения с максимумом около 940 нм. Время жизни возбужденного состояния ${}^2F_{5/2}$ составляет 950 мкс. Лазерным переходом является переход с уровня ${}^2F_{5/2}$ на верхний (третий) подуровень мультиплета ${}^2F_{7/2}$, расположенного на 612 см^{-1} выше основного состояния. Этому переходу соответствует длина волны генерации 1030 нм. Тепловая энергия (кТ) при комнатной температуре ($\approx 208 \text{ см}^{-1}$) сравнима с величиной штарковского расщепления мультиплетов, поэтому нижний лазерный уровень заселен, что позволяет отнести $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер к квазитрехуровневой схеме генерации. При комнатной температуре термическая заселенность нижнего лазерного уровня составляет около 5,5 %. Для сравнения, нижний лазерный уровень $\text{Nd}:\text{YAG}$ расположен примерно на 2110 см^{-1} выше основного состояния и практически не заселен. Основные спектроскопические параметры кристалла $\text{Yb}:\text{YAG}$, определяющие его генерационные свойства, приведены в табл. 8.4. В кристаллах $\text{Yb}:\text{YAG}$ возможна генерация на длине волны 1050 нм, соответствующей переходу на четвертый подуровень основного состояния с энергией 785 см^{-1} при малых потерях в резонаторе.

Таблица 8.4

Основные спектроскопические характеристики ионов Yb^{3+}
в кристаллах YAG и KGW

Наименование параметра	$\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$	$\text{Yb}^{3+}:\text{KGW}$
Длина волны накачки λ_p , нм	942	980
Сечение поглощения на длине волны накачки σ_{abs}^p , см^2	$7,7 \times 10^{-21}$	$1,7 \times 10^{-19}$
Ширина полосы поглощения на длине волны накачки $\Delta\lambda$, нм	18	3,7
Длина волны генерации λ_s , нм	1030	1025 (1020–1060 нм)
Ширина полосы люминесценции $\square\Delta\lambda_s$, нм	6	20
Сечения поглощения на длине волны генерации σ_{em}^p , см^2	$1,1 \times 10^{-21}$	$4,8 \times 10^{-21}$ (E//Nm)

Время жизни уровня ${}^2F_{5/2}$ при комнатной температуре τ , мкс	950	230
Сечение вынужденного излучения σ_{se} , см ²	$2,1 \times 10^{-20}$	3×10^{-20} (E//Nm)
Концентрация ионов Yb ³⁺ (5 ат.%), см ⁻³	$6,9 \times 10^{20}$	3×10^{20}
β_{min}	0,055	0,157
I_{sab} кВт/см ²	27,9	5,4
$P_{p,abs}^{min}$ кВт/см ³	1,7	4,1

Для Yb:YAG при значениях $\beta_{min} = 0,055$, $h\nu_p = 2,11 \times 10^{-19}$ Дж и $\tau_{em} = 0,95$ мс поглощенная объемная плотность мощности накачки, необходимая для достижения просветления, $P_{p,abs}^{min}$ составляет 1,7 кВт/см³. Разумеется, чтобы преодолеть уровень потерь и достичь порога генерации, требуются более высокие значения интенсивности накачки. Для эффективной генерации мощность накачки должна быть в 5–6 раз выше порогового значения. Обычно в таких лазерах малые объемы активного элемента накачиваются при плотности мощности порядка 10 кВт/см³ и выше, что вполне достижимо с использованием лазерных диодов в качестве источников накачки.

Выходные характеристики лазеров на основе Yb:YAG сильно зависят от температуры и могут быть улучшены посредством охлаждения активного элемента, что снижает термическую заселенность нижнего лазерного уровня. В большинстве систем на основе Yb:YAG, созданных на сегодняшний день, температура кристалла поддерживается в интервале от -10 до +25 °С в зависимости от конструкции и режима работы лазера.

Yb:YAG имеет ряд положительных свойств, которые являются привлекательными для создания систем с высокой выходной мощностью. При накачке Yb:YAG источниками на основе InGaAs нагрев кристалла не так велик, как в других основных лазерных системах. Например, тепловыделение в этом материале примерно в 3 раза ниже по сравнению с Nd:YAG, что объясняется меньшей разницей между энергиями квантов накачки и генерации. Тепловая нагрузка в активном элементе является одной из важнейших проблем при создании мощных лазерных систем. Более низкие тепло-

вые нагрузки в Yb:YAG позволяют создавать системы высокой мощности с лучшим качеством пучка, чем у Nd:YAG. Еще одно положительное свойство Yb:YAG – это широкая полоса поглощения около 18 нм, что примерно в 7 раз больше, чем ширина полосы поглощения на длине волны 808 нм у Nd:YAG. Это снижает требования к контролю температуры диодов накачки. Yb:YAG имеет достаточно большое время жизни верхнего лазерного уровня τ_{em} , около 950 мкс, что снижает мощность накачки, необходимую для достижения одинаковой энергии импульсов в импульсном режиме. Большое время жизни τ_{em} позволяет использовать импульсы накачки большой длительности, запасать значительную энергию на верхнем лазерном уровне и в результате получать высокую энергию выходных импульсов. Наличие только одного возбужденного состояния устраняет проблемы, связанные с поглощением из возбужденного состояния и процессами ап-конверсии. Несмотря на квазитрехуровневую схему Yb:YAG, очевидные достоинства, такие как малые тепловые потери, широкая полоса поглощения в области накачки InGaAs диодами, и большое время жизни в сочетании с высокими термомеханическими характеристиками матрицы стимулировали развитие высокомоощных систем на основе этой активной среды с хорошим качеством пучка. Существует большое число различных кристаллов, легированных ионами Yb, но кристалл Yb:YAG является наиболее подходящим с точки зрения систем высокой мощности, благодаря сочетанию хороших спектроскопических и физических свойств.

Уникальные свойства Yb:YAG проявились в разработке различных схем накачки, таких как продольная и поперечная накачка небольших стержней, торцевая накачка тонкого диска. Это позволило получить выходные мощности в несколько киловатт. В частности, в экспериментах с лазером на основе тонкого диска [18] в качестве активных элементов использовались пластинки Yb³⁺:YAG толщиной в десятые доли миллиметра с высокой концентрацией активных ионов. Выходная мощность такого лазера достигала более 1 кВт при температуре активного элемента 1 °С. При этом оптическая эффективность превышала 50 %, эффективность преобразования электрической энергии в оптическую достигала 15 %.

Подводя итог, можно сказать, что эффективность лазерных си-

стем на основе Yb:YAG сравнима с эффективностью Nd:YAG систем, однако меньшие тепловые нагрузки в Yb:YAG дают возможность получать сравнимые и более высокие значения выходной мощности.

8.2.2. Кристалл $Yb^{3+}:KGd(WO_4)_2$

Для применений в качестве активных сред фемтосекундных лазеров с прямой диодной накачкой очень подходящими оказались кристаллы калий-гадолиниевого ивольфрамата $Yb^{3+}:KGd(WO_4)_2$ ($Yb^{3+}:KGW$), благодаря удачному сочетанию спектроскопических характеристик – высоким сечениям поглощения и стимулированного излучения, широкой полосе усиления и очень малому стоксову сдвигу между полосами накачки и генерации (5–6 %) [19].

Основные физические свойства кристалла KGW приведены выше в разделе 8.1. Кристалл $Yb^{3+}:KGW$ характеризуется сильной анизотропией как механических, так и термических и спектроскопических свойств. Наиболее сильные полосы поглощения и усиления наблюдаются для поляризации $E//N_m$, и соответствующая ориентация кристалла используется для накачки и генерации лазерного излучения. Спектроскопические характеристики кристалла $Yb^{3+}:KGW$ в сравнении с кристаллом $Yb^{3+}:YAG$ приведены в табл. 8.4. На рис. 8.5 приведены спектры сечений поглощения и стимулированного излучения кристалла $Yb:KGW$ для поляризации $E//N_m$.

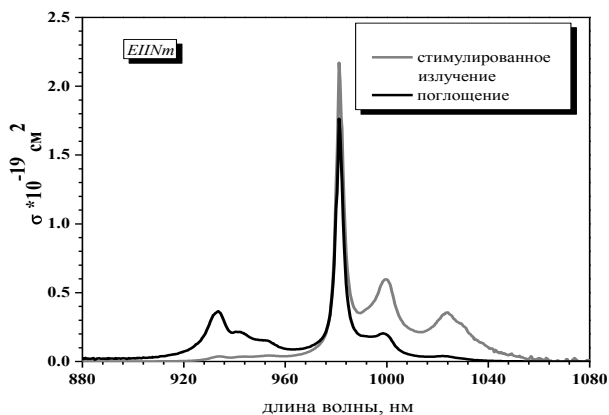


Рис. 8.5. Спектры поглощения и стимулированного излучения кристалла $Yb^{3+}:KGW$ для поляризации света $E//N_m$

Схема уровней энергии и лазерные переходы для кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{KGW}$ показаны на рис. 8.6. К кристаллам $\text{Yb}^{3+}:\text{KGW}$ очень близки по своим физическим свойствам, спектральным характеристикам и структуре уровней кристаллы $\text{Yb}^{3+}:\text{KYW}$. Благодаря меньшей разнице в радиусах ионов Yb^{3+} и Y^{3+} в кристаллы KYW можно ввести гораздо больше примесных ионов Yb^{3+} вплоть до полного замещения ими ионов Y^{3+} без существенного искажения структуры кристалла. Предельная концентрация примесных ионов Yb^{3+} в кристаллах KGW составляет, как правило, не более 5–7 %.

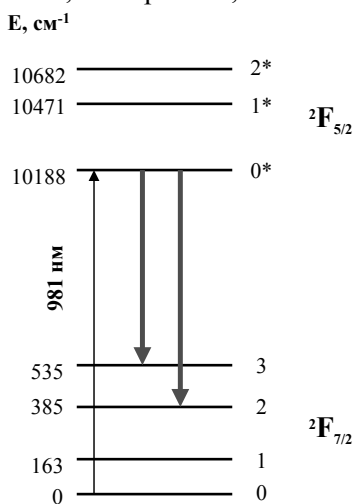


Рис. 8.6. Схема уровней энергии иона Yb^{3+} в кристалле KGW

В лазерах на основе кристаллов $\text{Yb}^{3+}:\text{KGW}$ с использованием полупроводникового зеркала с насыщающимся поглощением (SESAM) в качестве затвора реализован режим пассивной синхронизации мод с длительностью импульсов 112–180 фс и выходной мощностью свыше 1 Вт [20]. На указанных кристаллах разработаны также коммерческие фемтосекундные лазеры с выходной мощностью до 5 Вт при длительности импульсов около 200 фс. В лазере на основе тонкого диска из кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{KGW}$ достигнута выходная мощность 22 Вт при длительности импульсов 240 фс [21].

8.3. Стекла и кристаллы, со-активированные ионами Er^{3+} и Yb^{3+}

8.3.1. Эрбиевые стекла

Известно, что спектральная область 1,5–1,6 мкм привлекает разработчиков различных лазерных систем по целому ряду причин. Прежде всего это относительная безопасность излучения для органов зрения: в полуторамикронной области допустимая плотность энергии, облучающей роговицу глаза, на 5 порядков превышает соответствующие значения для видимой и ближней ИК областей спектра. Такая особенность связана с высоким (десятки см^{-1}) коэффициентом поглощения полуторамикронного излучения водой, содержащейся в прозрачных тканях глаза, и связанной с этим невозможностью поражения чувствительной сетчатой оболочки глаза. Эта же особенность делает полуторамикронные лазеры привлекательными для ряда хирургических применений, где требуется «деликатная» коагуляция малых объемов биологических тканей. В то же время земная атмосфера, несмотря на наличие в ней паров воды, вполне прозрачна в полуторамикронной области, которая, таким образом, оказывается удобной для работы лазерных локаторов и дальнометров. Кроме того, с указанным спектральным диапазоном совпадают области максимальной прозрачности кварцевых световодов, использующихся в волоконных линиях связи, и максимальной чувствительности распространенных неохлаждаемых фотоприемников – германиевых и InGaAs фотодиодов.

В настоящее время наиболее распространенными источниками полуторамикронного лазерного излучения являются лазеры на эрбиевых стеклах. Как и другие твердотельные лазеры, их отличает простота, достаточная компактность и возможность масштабирования параметров. Достоинством эрбиевых стекол является большое (до 7–8 мс) время жизни верхнего лазерного уровня, что позволяет осуществлять накопление энергии в лазерной среде для ее последующего излучения в виде коротких мощных импульсов (режимы модуляции добротности и усиления импульсного излучения), что требуется в преобладающем большинстве применений.

Так как лазер работает по квазитрехуровневой схеме, то для получения усиления на лазерном переходе необходимо перевести в возбужденное состояние значительную часть ионов-активаторов. В то же время полосы поглощения ионов эрбия характеризуется достаточно малой интенсивностью, что снижает эффективность

накачки. Самым очевидным способом повышения эффективности накачки является повышение концентрации ионов эрбия. Но это приведет к значительному усилению влияния кооперативных процессов ап-конверсии с уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ на вышележащие энергетические уровни (переходы ${}^4I_{11/2} + {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^2H_{11/2} + {}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2} + {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2} + {}^4I_{15/2}$ на рис. 8.7), что в конечном итоге снизит эффективность генерации. Поэтому концентрация ионов эрбия в стекле, как правило, не должна превышать $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Для повышения эффективности накачки чаще всего используют со-активацию активной среды ионами иттербия Yb^{3+} , которые в данном случае являются сенситизаторами, т.е. поглощают излучение накачки в области $\sim 0,9\text{--}1 \text{ мкм}$ и безызлучательным образом передают ее к лазерным ионам Er^{3+} . Схема энергетических уровней и процессов трансформации энергии в системе ионов $\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ приведена на рис. 8.7.

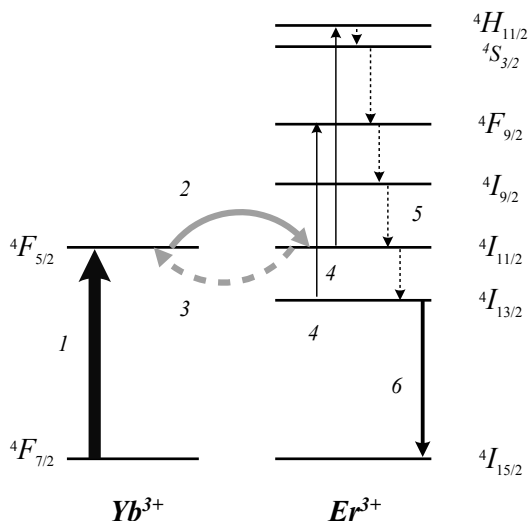


Рис. 8.7. Схема уровней энергии ионов Er^{3+} и Yb^{3+} и процессов трансформации энергии, участвующих в получении лазерной генерации в спектральной области 1,5 мкм. Штарковское расщепление мультиплетов не показано

Сенсибилизация люминесценции эрбия ионами иттербия осуществляется за счет миграционно-ускоренного безызлучательного

переноса энергии электронного возбуждения с ионов иттербия (уровень ${}^2F_{5/2}$) на уровень ${}^4I_{11/2}$ ионов эрбия. Необходимым условием эффективного заселения верхнего лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} в иттербий-эрбиевой лазерной среде является возможно более быстрая релаксация возбуждений с уровня ${}^4I_{11/2}$ на верхний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$. В противном случае, если релаксация на верхний лазерный уровень является недостаточно быстрой, паразитные процессы обратного переноса энергии (с уровня ${}^4I_{11/2}$ Er^{3+} назад к ионам иттербия) и кумуляции (переноса энергии с ионов иттербия к ранее возбужденным ионам эрбия), в частности по схемам $Yb^{3+} ({}^2F_{5/2} - {}^2F_{7/2}) \rightarrow Er^{3+} ({}^4I_{13/2} - {}^4F_{9/2})$ и $Yb^{3+} ({}^2F_{5/2} - {}^2F_{7/2}) \rightarrow Er^{3+} ({}^4I_{11/2} - {}^2H_{11/2})$ (см. рис. 58.7), могут приводить к резкому снижению эффективности заселения верхнего лазерного уровня, и даже к полной невозможности достижения инверсии на рассматриваемом лазерном переходе. Другим требованием к эффективной иттербий-эрбиевой лазерной среде является высокий, близкий к единице, квантовый выход люминесценции на лазерном переходе.

Так как ион иттербия имеет сравнительно узкий спектр поглощения (в области 900–1000 нм) для лазеров с ламповой накачкой в иттербий-эрбиевых стеклах используется второй сенсibilизатор – ион трехвалентного хрома. В результате этого КПД генерации повышается до вполне приемлемых значений (до 3 %).

Таблица 8.5

Основные характеристики лазерного фосфатного эрбиевого стекла QX-Er и кристалла Er,Yb:YAB

Наименование параметра	QX-Er	Er,Yb:YAB
Длина волны накачки λ_p , нм	970	976
Сечение поглощения на длине волны накачки σ_{abs}^p , см ²	$1,7 \times 10^{-20}$	$2,7 \times 10^{-20}$
Ширина полосы поглощения на длине волны накачки $\Delta\lambda$, нм	20	17
Длина волны генерации λ_g , нм	1535	1520, 1531, 1543, 1555, 1602
Ширина полосы люминесценции	7	6

$\Delta\lambda$, нм		
Время жизни люминесценции τ , мс	7,9	0,32
Сечение вынужденного излучения σ_{se} , см ²	8×10^{-21}	$2,5 \times 10^{-20}$ (1531 нм)
Показатель преломления ($\lambda = 1535$ нм)	1,521	$n_o = 1,7757$ $n_e = 1,7015$
Плотность, г/см ³	2,93	3,84
Теплопроводность, Вт/м×К	0,85	4,7

Окончание табл. 8.5

Наименование параметра	QX-Er	Er,Yb:YAB
dn/dT , К ⁻¹	$-2,1 \times 10^{-6}$	$1,4 \times 10^{-6}$ (n_o) $4,8 \times 10^{-6}$ (n_e)
Коэффициент теплового расширения, К ⁻¹	$12,4 \times 10^{-6}$	2×10^{-6} (//а) $9,5 \times 10^{-6}$ (//с)
Концентрация [Yb], [Er]	10 вес % 0,2 вес %	11 ат % 1,5 ат %

Основной недостаток стекла как лазерной среды по сравнению с кристаллами – низкая теплопроводность и, как следствие, сравнительно низкий порог теплового разрушения. В результате средняя мощность генерации лазеров на эрбиевых стеклах ограничена типичным значением в 0,3–0,5 Вт на погонный сантиметр длины активного элемента. Это заставило исследователей заниматься поиском возможно более стойких к мощной накачке составов эрбиевых лазерных стекол, а также технологией упрочнения элементов из них. Компанией Kigre Inc. (США) было разработано иттербий-эрбиевое лазерное стекло марки QX-Er, на активном элементе длиной около 15 см из которого была достигнута при ламповой накачке средняя мощность генерации 20 Вт [22].

До сих пор речь шла в основном о твердотельных лазерах с накачкой газоразрядными лампами. С появлением в последнее время доступных и эффективных InGaAs лазерных диодов, спектральная область излучения которых хорошо перекрывается с полосой поглощения иттербия в стеклах (950–970 нм), интерес к иттербий-эрбиевым лазерам также резко возрос. Переход от ламповой к диодной накачке эрбиевых стекол позволил резко снизить габариты лазеров при одновременном повышении КПД и частоты следования импульсов. Кроме

того, диодная накачка, в отличие от ламповой, легко позволяет осуществить непрерывный режим генерации. Типичные выходные мощности в лазерах на эрбиевом стекле с диодной накачкой составляют от 100 до 300 мВт в непрерывном режиме при дифференциальной эффективности около 20–30 %. С использованием пассивных затворов на основе магний-алюминиевой шпинели созданы микро-лазеры и микрочип-лазеры на эрбиевом стекле с энергией в импульсе в несколько микроджоулей и длительностью в единицы наносекунд.

8.3.2. Кристалл $Er, Yb: YAl_3(BO_3)_4$

Учитывая низкую теплопроводность стекла, в качестве матрицы для ионов $Yb-Er$ активно исследовались различные кристаллические материалы. На сегодняшний день наиболее перспективной кристаллической средой для $Yb-Er$ -лазеров в области 1,5–1,6 мкм представляется кристалл иттрий-алюминиевого бората $YAl_3(BO_3)_4$.

Кристалл $YAl_3(BO_3)_4$ (сокращенно YAB) характеризуется тригональной структурой с пространственной группой $R32$. Параметры его кристаллической решетки составляют: $a = b = 9,293 \text{ \AA}$, $c = 7,245 \text{ \AA}$, $Z = 3$ [23]. Ионы эрбия и иттербия в этом кристалле замещают ионы иттрия, находящиеся в позиции с локальной симметрией D_3 и окруженные шестью атомами кислорода. Иттрий-алюминиевый борат является одноосным двулучепреломляющим кристаллом, его показатели преломления на длине волны 632,8 нм составляет $n_o = 1,776$, $n_e = 1,702$, плотность – 3,844 г/см³, теплопроводность – 4,7 Вт/м×К [24].

Спектры поглощения кристалла иттрий-алюминиевого бората, легированного ионами эрбия и иттербия, в области около 1 мкм приведены на рис. 8.8. Кристалл характеризуется широкой (17 нм) и достаточно интенсивной полосой поглощения ионов иттербия с максимумом на длине волны 976 нм.

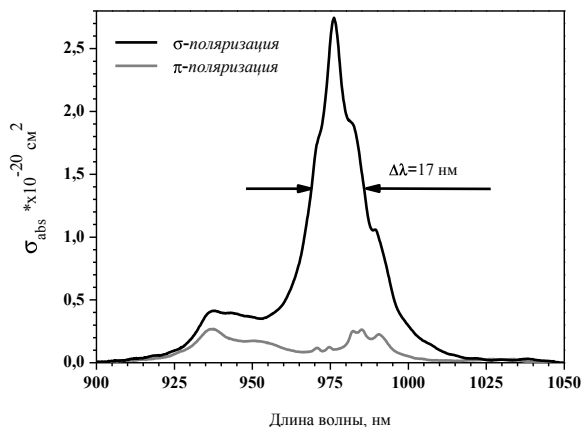


Рис. 8.8. Спектры сечений поглощения кристалла Er,Yb:YAB для σ - и π -поляризаций в области 1 мкм

Спектры поглощения и вынужденного излучения ионов Er^{3+} в кристалле YAB в спектральной области 1,5 мкм показаны на рис. 8.9.

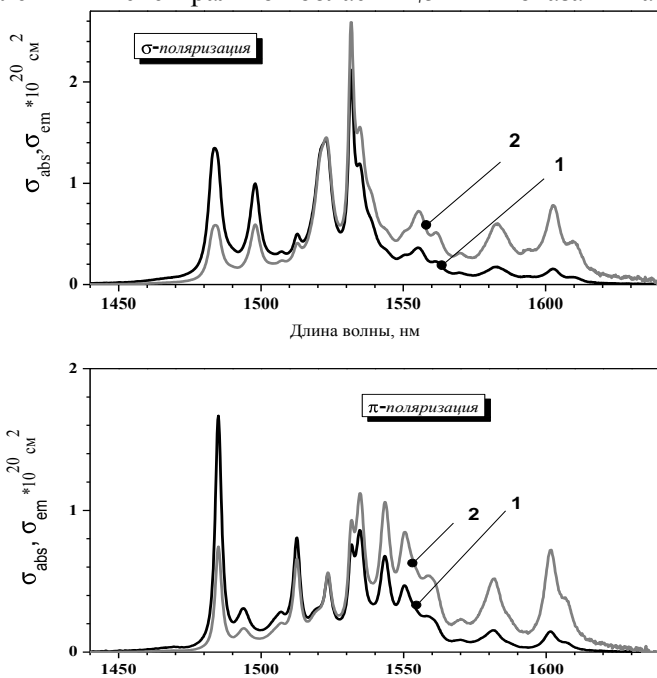


Рис. 8.9. Спектры сечений поглощения и вынужденного излучения кристалла Er,Yb:YAB в области 1,5 мкм для σ - и π -поляризаций

Времена жизни уровней ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{11/2}$ иона Er^{3+} в кристалле YAB составляют 325 мкс и 80 нс, соответственно. Исследования поглощения из возбужденного состояния в области 1450–1800 нм показали, что полосы поглощения из возбужденного состояния не перекрываются с полосой вынужденного излучения ионов Er^{3+} .

Таким образом, кристалл Er, Yb:YAB характеризуется гораздо более высокой теплопроводностью (по сравнению с эрбиевыми стеклами), коротким временем жизни возбужденного состояния ${}^4I_{11/2}$ иона Er^{3+} , высокой эффективностью переноса энергии от ионов Yb^{3+} к ионам Er^{3+} [25]. Основные характеристики лазерного кристалла Er, Yb:YAB приведены в табл. 8.5 в сравнении со свойствами эрбиевого стекла QX-Er. В непрерывном режиме генерации с диодной накачкой получено излучение с выходной мощностью около 1 Вт и дифференциальным КПД до 35 % на длинах волн 1520, 1531, 1543, 1555 и 1602 нм. Достигнутые генерационные характеристики значительно превосходят характеристики эрбиевых стекол и свидетельствуют о перспективности создания на основе кристаллов Er, Yb:YAB твердотельных лазеров диапазона 1,5–1,6 мкм с диодной накачкой для практических применений.

8.3.3. Резонансная накачка эрбий-содержащих кристаллов

В последние годы для Er-содержащих лазерных кристаллов, излучающих в области 1,5–1,6 мкм, все активнее используется накачка в области 1,5 мкм, т.е. прямое возбуждение ионов Er^{3+} непосредственно на верхний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$. В этом случае тепловыделение из-за малой разности энергий квантов накачки и генерации $1 - \lambda_p / \lambda_l (1 - \lambda_{\text{нак}} / \lambda_{\text{ген}})$ сводится к минимуму (около 7 %), исключаются потери на перенос энергии (т.к. сенсibilизатор не нужен) и ап-конверсию с промежуточного уровня ${}^4I_{11/2}$, вследствие чего эффективность генерации значительно возрастает (до 60 % и более). В англоязычной литературе такая схема накачки получила название “in-band pumping”, в русскоязычной – резонансная накачка.

Одним из наиболее часто используемых материалов для такой накачки является кристалл $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Er:YAG). Схема шарковского расщепления уровней ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в кристалле YAG показана на рис. 8.10 [26]. Спектры поглощения и стимулированно-

го излучения кристалла Er:YAG в области около 1,6 мкм приведены на рис. 8.11. и 8.12. Для накачки кристаллов Er:YAG используется излучение с длиной волны 1533 нм или 1470 нм, лазерная генерация наблюдается на переходах с длинами волн 1617 и 1645 нм, из которых последний является наиболее эффективным.

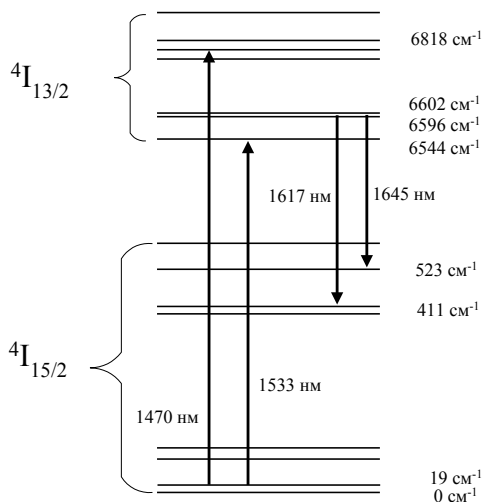


Рис. 8.10. Схема штарковского расщепления мультиплетов $4I_{13/2}$ и $4I_{15/2}$ и генерационного перехода в области 1,6 мкм в кристалле Er:YAG

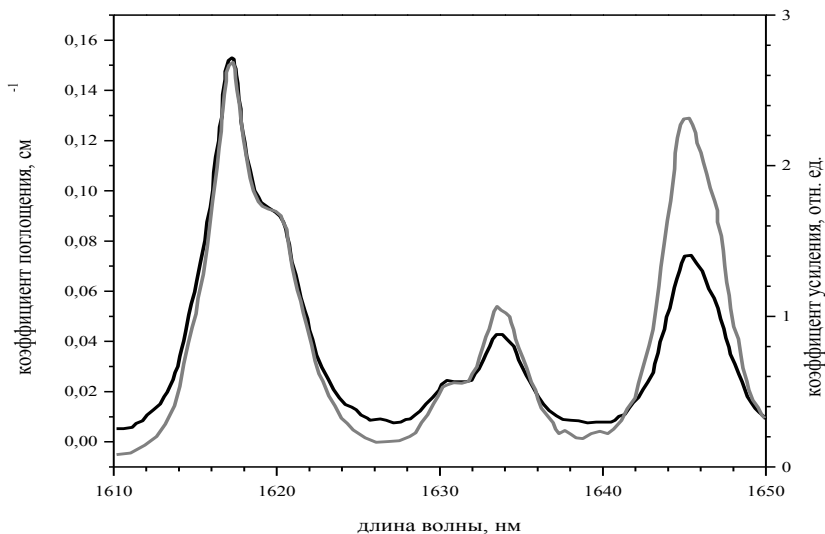


Рис. 8.11. Спектры поглощения (1) и усиления (2) кристалла Er:YAG в области 1,6 мкм

Физические свойства кристаллов YAG приведены в разделе 8.1. В табл. 8.6. даны основные спектрально-генерационные характеристики кристалла Er:YAG при резонансной накачке.

Таблица 8.6

Основные спектроскопические характеристики кристалла Er:YAG в области 1,6 мкм при резонансной накачке

Наименование параметра	Er ³⁺ :YAG
Длина волны накачки $\lambda_{\text{нак}}$, нм	1533 (1470)
Длина волны генерации λ_g , нм	1645
Ширина полосы люминесценции $\Delta\lambda$, нм	5
Время жизни верхнего лазерного уровня $^4/_{13/2}$, мс	6,2
Сечение вынужденного излучения σ_{se} , см ²	$5,2 \times 10^{-21}$
$\lambda_{\text{нак}}/\lambda_{\text{ген}}$	0,93
Концентрация ионов Er ³⁺ (1 ат. %), см ⁻³	1×10^{20}

В непрерывном режиме генерации при накачке излучением волоконного эрбиевого лазера с длиной волны 1533 нм в лазере на кристалле Er:YAG получена выходная мощность 60 Вт на длине волны 1645 нм с эффективностью по отношению к падающей мощности свыше 80 % [27]. В импульсном режиме при накачке излучением матрицы диодов с длиной волны 1470 нм в лазере на основе Er:YAG достигнута энергия в импульсе 0,9 мДж на длине волны 1645 нм при средней мощности генерации 110 Вт и эффективности по падающей мощности около 48 % [28]. В режиме модулированной добротности при резонансной диодной накачке в Er:YAG лазере получены импульсы с энергией 38 мДж.

8.4. Кристаллы с ионами Er^{3+} , излучающие в области 3 мкм

8.4.1. Кристалл $Er^{3+}:YAG$

Схема энергетических уровней ионов эрбия в кристаллах представляет возможности для создания лазеров различных спектральных диапазонов: 0,85 мкм (переход ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$), 1,2 мкм (переход ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$), 1,6 мкм (переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), 1,7 мкм (переход ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$), 2,9 мкм (переход ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$).

Из возможных схем генерации эрбия в кристалле $Er^{3+}:YAG$ особый интерес для медицинских применений в хирургии представляет лазер среднего ИК-диапазона с длиной волны 2,94 мкм. Физические свойства кристалла YAG приведены в разделе 8.1. На рис. 8.12 представлена схема уровней энергии и переходов, участвующих в процессе генерации в области 3 мкм. При больших концентрациях активатора (до 50–100 %) кристалл обеспечивает эффективное поглощение накачки в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Особенностью лазера является использование так называемого самоограниченного перехода, при котором время жизни нижнего лазерного уровня существенно больше, чем верхнего. Эффективная работа этого лазера обеспечивается при условии безызлучательной передачи энергии с нижнего лазерного уровня за счет кооперативных процессов, резко снижающих эффективное время жизни нижнего лазерного уровня.

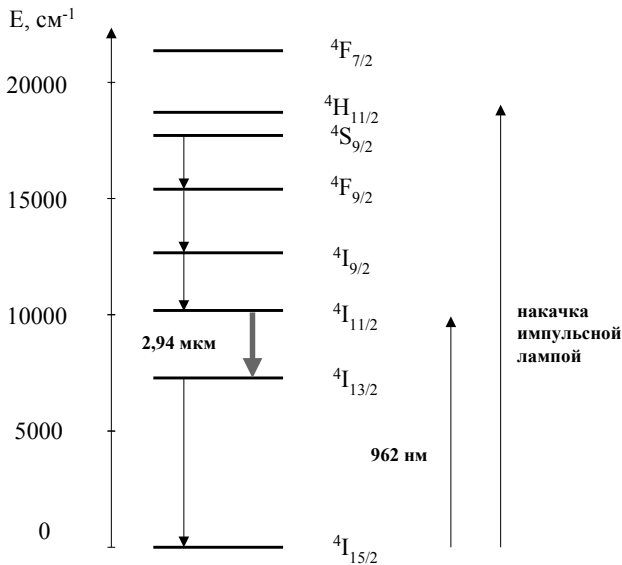


Рис. 8.12. Схема уровней энергии и генерационного перехода в области 3 мкм для ионов Er^{3+} в кристалле YAG

Время жизни верхнего состояния ${}^4I_{11/2}$ при комнатной температуре почти не зависит от концентрации активатора и составляет 100 мкс для малой концентрации эрбия и 80 мкс для концентрации близкой к 100 %, что говорит о малом вкладе межионных взаимодействий для этого уровня. Время жизни нижнего лазерного состояния для малых концентрации составляет 6,2 мс, а для концентрации эрбия 50 % – 2,0 мс. Вероятности радиационных переходов A_i составляют: $A_1 ({}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}) = 113 \text{ с}^{-1}$; $A_2 ({}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}) = 28 \text{ с}^{-1}$; $A_3 ({}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}) = 170 \text{ с}^{-1}$ [14]. Квантовый выход люминесценции с уровня ${}^4I_{11/2}$ составляет всего 1,5 %, что обусловлено безызлучательными переходами.

На рис. 8.13 представлена схема штарковских подуровней состояний ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Спектр люминесценции иона Er^{3+} в YAG в диапазоне 2,6–3,0 мкм приведен на рис. 8.14. Следует отметить, что наиболее эффективный лазерный переход на длине волны $\lambda = 2,9364 \text{ мкм}$ (его ширина $\Delta\nu = 9 \text{ см}^{-1}$, $\sigma = 2,6 \times 10^{-20} \text{ см}^2$) не относится к наиболее интенсивной линии люминесценции, как это обычно бывает в лазерных кристаллах. Переход с $\lambda = 2,9364 \text{ мкм}$ заканчивается на возбужденном штарковском подуровне y_7 состояния ${}^4I_{13/2}$, расположен-

ном на 435 см^{-1} выше уровня y_1 и населенном существенно меньше, чем нижние подуровни y_2 и y_3 , на которых заканчиваются наиболее интенсивные линии люминесценции.

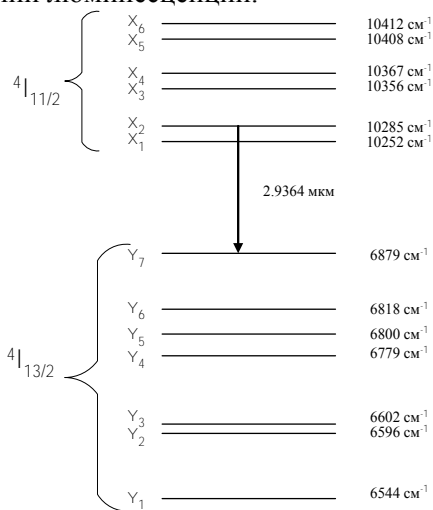


Рис. 8.13. Схема штарковских подуровнев состояний $4I_{11/2}$ и $4I_{13/2}$ иона Er^{3+} в кристалле YAG

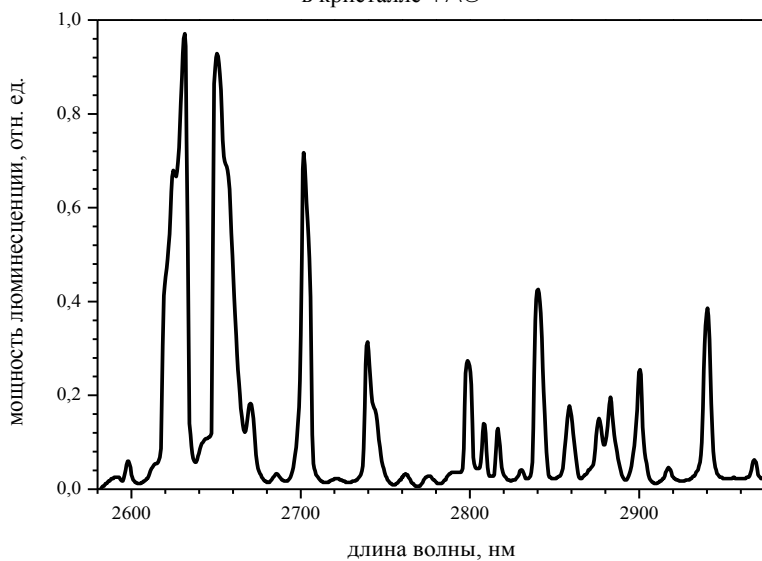


Рис. 8.14. Спектр люминесценции кристалла Er:YAG в области около 3 мкм

Таблица 8.7

Основные спектроскопические характеристики ионов Er^{3+}
в кристаллах YAG и YLF

Наименование параметра	$\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$	$\text{Er}^{3+}:\text{YLF}$
Длина волны генерации λ_l , мкм	2,94	2,8
Ширина полосы люминесценции $\Delta\lambda$, нм	8	5
Время жизни верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$, мс	0,1	4
Время жизни нижнего лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$, мс	2,0	10,0
Сечение вынужденного излучения, см^2	$2,6 \times 10^{-20}$	$1,5 \times 10^{-20}$
Концентрация ионов Er^{3+} , ат. %	50	15

Квазинепрерывная генерация иона Er^{3+} в YAG на длине волны $\lambda = 2,94$ мкм осуществляется при комнатной температуре с использованием высококонцентрированных кристаллов (50% Er^{3+} или $5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). При этом возврат частиц с нижнего уровня ${}^4I_{13/2}$ происходит за счет безызлучательного кооперативного так называемого кросс-релаксационного перехода пары ионов Er^{3+} , находящихся в возбужденном состоянии: один ион совершает безызлучательный переход вниз (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), а другой, компенсируя потерю энергии первым электроном – вверх (${}^4F_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$). Следует отметить, что такой переход не только уменьшает на две единицы населенность уровня ${}^4I_{13/2}$, но и повышает на единицу населенность верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$ (после безызлучательной релаксации ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$). При этом существенно возрастает эффективность генерации лазера на длине волны 2,94 мкм.

Лазер на основе кристалла $\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$ характеризуется двумя особенностями: 1) сравнительно высоким порогом генерации (около 30 Дж в импульсном режиме для кристалла размерами $\text{Ø}8 \times 80$ мм), 2) задержкой начала генерации на время около 500 мкс с момента включения накачки. КПД лазера в оптимальных режимах свободной генерации достигает 1–1,5 % (дифференциальный КПД до 3 %) [1]. Выходная энергия достигает 2 Дж. Возможна работа лазера

Er³⁺:YAG в режиме модуляции добротности; при этом из-за сравнительно низкого усиления длительность импульса модулированной добротности составляет около 100 нс.

Для накачки кристаллов Er:YAG может использоваться излучение лазерных диодов в области 960 нм. При непрерывной продольной диодной накачке кристалла Er:YAG выходная мощность достигает свыше 1 Вт с дифференциальной эффективностью по поглощенной мощности накачки свыше 30 % [29]. При поперечной квазинепрерывной диодной накачке в Er:YAG лазере была получена средняя выходная мощность 3 Вт при частоте следования импульсов 100 Гц [30].

8.4.2. Кристалл Er³⁺:LiYF₄

Кроме кристаллов Er:YAG, в лазерах с диодной накачкой используются кристаллы Er³⁺:YLiF₄ (Er:YLF), излучающие на длине волны 2,8 мкм на том же переходе ⁴I_{11/2} → ⁴I_{13/2}. Физические свойства кристалла YLiF₄ приведены ниже.

Структура кристалла	Тетрагональная
Пространственная группа	I4 ₁ /a
Размеры элементарной ячейки	a = 5,164 Å c = 10,741 Å
Температура плавления	825 °C
Плотность	3,95 г/см ³
Теплопроводность	4,3–6 Вт/м К
Твердость по Моосу	5
Коэффициент теплового расширения	4×10 ⁻⁶ /°K
Показатель преломления <i>n</i>	n _o = 1,448 n _e = 1,470
Термооптическая постоянная dn_o/dT dn_e/dT	-2,0×10 ⁻⁶ /°K -4,1×10 ⁻⁶ /°K
Область прозрачности	0,2–5 мкм

Основные спектроскопические характеристики кристалла Er:YLF в сравнении с характеристиками кристалла Er:YAG приведены в табл. 8.7.

При использовании кристалла Er:YLF с содержанием примесных ионов эрбия 15 % в качестве активной среды лазера с диодной

накачкой на длине волны 970 нм была получена выходная мощность непрерывного излучения 1 Вт на длине волны 2,8 мкм с дифференциальной эффективностью 35 %. Достоинством кристалла YLF в качестве матрицы для лазерных ионов является низкое значение термооптической постоянной dn/dT , что снижает отрицательное влияние наведенной термической линзы на параметры генерации.

8.5. Кристаллы с ионами Tm^{3+} и Ho^{3+}

8.5.1. Кристалл $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$

Лазеры на основе тулий-содержащих материалов (тулиевые лазеры) излучают в области 2 мкм. Излучение этого диапазона представляет интерес для дальнометрии, дистанционного зондирования атмосферы, медицинских применений. Возможность накачки кристаллов, легированных ионами тулия, мощными и широко распространенными GaAlAs диодами на длине волны 785 нм обеспечивает практический интерес к этим материалам.

Схема уровней иона Tm^{3+} в кристалле $Y_3Al_5O_{12}$ и переходы между ними показаны на рис. 8.15 [15]. Излучение накачки на длине волны 785 нм соответствует переходу ${}^3H_6 - {}^3H_4$. С уровня 3H_4 ионы переходят на верхний лазерный уровень 3F_4 . Генерация происходит при переходе из состояния 3F_4 на штарковские подуровни мультиплета 3H_6 . Длина волны выходного излучения лежит в области 2 мкм.

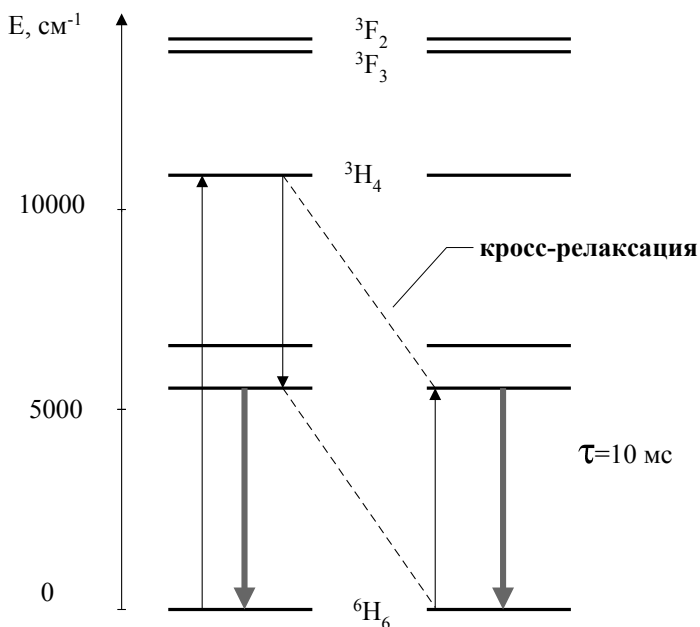


Рис. 8.15. Схема уровней и переходов для иона Tm^{3+} в кристалле YAG

При достаточно высоких концентрациях Tm^{3+} между близлежащими активными ионами может иметь место кросс-релаксация, сущность которой заключается в том, что в V -возбужденном ионе Tm^{3+} происходит переход ${}^3H_4 - {}^3F_4$, и одновременно в расположенном на достаточно близком расстоянии другом ионе Tm^{3+} , находящемся в невозбужденном состоянии, происходит переход ${}^6H_6 - {}^3F_4$. Таким образом, в результате этого процесса один ион Tm^{3+} , поглотивший излучение накачки, дает пару ионов, находящихся на верхнем лазерном уровне 3F_4 . Другими словами, один фотон накачки дает два фотона лазерного излучения, естественно, что здесь выполняется закон сохранения энергии, так энергия фотона накачки равна сумме энергий фотонов лазерного излучения. При характерных концентрациях Tm^{3+} 3–12 % квантовая эффективность люминесценции примерно равняется двум.

В спектре люминесценции кристалла $Tm:YAG$ пик испускания приходится на длину волны 2,02 мкм, а ширина полосы составляет примерно 400 нм благодаря большому количеству штарковских подуровней основного состояния и значительному уширению ли-

ний вследствие электрон-фононного взаимодействия. Обычно диапазон перестройки длины волны лазерного излучения составляет от 1,87 до 2,16 мкм. Спектр поглощения имеет максимум на длине волны 785 нм и ширину линии 4 нм, что делает очень удобной накачку GaAlAs диодами. Спектроскопические свойства кристалла Tm:YAG приведены в табл. 8.8.

Таблица 8.8

Спектроскопические характеристики кристалла Tm³⁺:YAG

Наименование параметра	Tm ³⁺ :YAG
Длина волны накачки, нм	785
Ширина линии поглощения на длине волны накачки, нм	4
Длина волны генерации, мкм	2,02
Эффективное сечение стимулированного излучения, см ²	2×10^{-21}
Время жизни флуоресценции, мс	10
Диапазон перестройки длины волны генерации, мкм	1,87–2,16

Основным недостатком Tm:YAG со сравнением с Nd:YAG является высокий порог генерации и на два порядка меньшее значение сечения стимулированного излучения. Так как нижний лазерный уровень является подуровнем нижнего мультиплета, он частично заселен, т.е. лазер работает по квазитрехуровневой схеме, что и определяет высокий порог генерации. Лучшие результаты получены на Tm:YAG при работе с пониженными температурами, при которых населенность конечного лазерного уровня снижается. Вместо накачки в максимум полосы поглощения, иногда применяется накачка на 805 нм. Меньший коэффициент поглощения на этой длине волны обеспечивает больший путь излучения в кристалле, что является положительным моментом при создании высокомошных лазеров для лучшего охлаждения и снижения тепловых нагрузок. В лазерных экспериментах при продольной накачке стержней Tm:YAG диаметром 3 мм и длиной 55 мм было получено 115 Вт выходной мощности в непрерывном режиме. Мощность накачки составляла 460 Вт на длине волны 805 нм. Эксперименты проводились при температуре активного элемента 3 °С.

В качестве активных сред в диапазоне около 2 мкм использу-

ются также кристаллы, со-активированные ионами Ho^{3+} и Tm^{3+} . Наиболее распространенными материалами этой группы являются $\text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ и $\text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$ [15]. В со-легированных кристаллах, излучение накачки поглощается ионами Tm^{3+} , а затем энергия возбуждения безызлучательно переносится к ионам Ho^{3+} . Генерация происходит на длине волны 2,1 мкм (2097 нм в кристалле $\text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$) вследствие перехода $^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$ в ионе Ho^{3+} . Хотя у $\text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ сечение стимулированного излучения больше, чем у $\text{Tm}:\text{YAG}$, выходные характеристики данного лазера несколько хуже из-за потерь вследствие ап-конверсии с верхнего лазерного уровня. Потери на ап-конверсию в кристалле $\text{Ho}, \text{Tm}:\text{YLF}$ меньше по сравнению с $\text{Tm}:\text{Ho}:\text{YAG}$, а исключительно большое время жизни верхнего лазерного уровня 14 мс в кристалле $\text{Ho}, \text{Tm}:\text{YLF}$ обеспечивает способность запасать энергию для получения режима модуляции добротности с малой частотой следования импульсов.

8.5.2. Резонансная накачка кристаллов с ионами Ho^{3+}

Как и для Er-содержащих лазерных кристаллов, для кристаллов, легированных ионами Ho^{3+} , в последнее время все шире используется резонансная накачка кристаллическими или волоконными Tm-лазерами, излучающими в области 1,9–2,0 мкм, т.е. прямое возбуждение ионов Ho^{3+} непосредственно на верхний лазерный уровень $^5\text{I}_7$ (рис. 8.16). В этом случае исключаются потери на перенос энергии, практически подавляются потери связанные с концентрационными эффектами (благодаря использованию кристаллов с низким содержанием ионов Ho^{3+}), и снижается тепловыделение, что приводит к повышению эффективности и мощности генерации. Кроме того, большое время жизни верхнего лазерного уровня ионов Ho^{3+} (10 мс в кристалле YLF и 8 мс в YAG) позволяет получить высокие энергии импульсов в режиме модулированной добротности при накачке непрерывным излучением тулиевых лазеров.

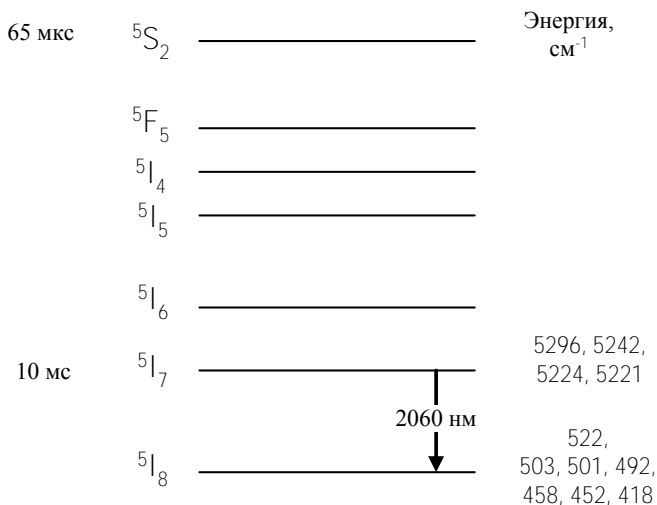


Рис. 8.16. Схема уровней ионов Ho^{3+} в кристалле YLF [31]

Таблица 8.9

Спектроскопические характеристики кристаллов $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$
и $\text{Ho}^{3+}:\text{YLF}$

Наименование параметра	$\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$	$\text{Ho}^{3+}:\text{YLF}$
Длина волны накачки, мкм	1,9–2,0	1,9–2,0
Длина волны генерации, мкм	2,097	2,060
Эффективное сечение стимулированного излучения, см^2	$1,0 \times 10^{-20}$	$1,5 \times 10^{-20}$
Время жизни верхнего лазерного уровня 5I_7 , мс	8	10

Так, в $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ лазере при накачке излучением $\text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$ – лазера была получена выходная мощность 18,8 Вт в непрерывном режиме и энергия в импульсе 50 мДж при частоте импульсов 60 Гц в режиме модуляции добротности [26]. При использовании в качестве источника накачки Tm^{3+} -волоконного лазера в лазере на основе кристалла $\text{Ho}^{3+}:\text{YLF}$ достигнута выходная мощность 43 Вт в непрерывном режиме и энергия импульса 45 мДж при частоте следования импульсов 200 Гц в режиме модулированной добротности [32].

8.6. Кристаллы с ионами Cr^{3+}

8.6.1. Рубин

Рубин – монокристалл окиси алюминия, легированный ионами Cr^{3+} . Чистая окись алюминия Al_2O_3 – лейкосапфир – представляет собой бесцветный твердый прозрачный кристалл. Рубин (как и лейкосапфир) является анизотропным кристаллом, тригональная ось которого совпадает с оптической осью кристалла. Основные физические свойства рубина приведены ниже [14].

Химическая формула	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$
Симметрия кристалла	Тригональная
Пространственная группа	D_{3d}^6-R3c
Симметрия положения катиона	C_{3v}
Параметры элементарной ячейки	$a = 4,759 \text{ \AA}$ $b = 12,989 \text{ \AA}$
Температура плавления	2040 °C
Плотность	3,98 г/см ³
Удельная теплоемкость	752 Дж/кг К
Теплопроводность	42 Вт/м К
Твердость по Моосу	9
Модуль Юнга	$405 \times 10^9 \text{ Н/м}^2$
Коэффициент теплового расширения	$5,31 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ (оси c) $4,78 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ (\perp оси c)
Термооптическая постоянная dn/dT	$(1,0-1,4) \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$
Область прозрачности матрицы	0,14–6,5 мкм
Показатель преломления ($\lambda = 694 \text{ нм}$):	
n_o	1,763
n_e	1,755
Нелинейный показатель преломления, n_2	$3,5 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$

Рубин обладает наибольшей твердостью и теплопроводностью среди других материалов, используемых для лазеров. Кристаллы рубина для лазерных применений выращивают методом Вернейля (бестиглевое выращивание монокристалла в газовой печи с подачей

порошкообразного исходного вещества на монокристалл сверху) или методом Чохральского.

Рубин с небольшой концентрацией хрома (0,05 ат.%) используется как активная среда для лазеров. Лазерная генерация в рубине осуществляется на энергетических уровнях примесного иона Cr^{3+} , которые изоморфно замещают ионы Al^{3+} . В кристаллической решетке корунда каждый ион Al^{3+} окружен шестью ионами O^{2-} , образующими октаэдр. Концентрация активатора, измеряемая как отношение числа атомов хрома к числу атомов алюминия, для лазерных кристаллов составляет 0.05 ат.-%. Этой величине соответствует объемная концентрация ионов Cr^{3+} , равная $1,6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Хром принадлежит к элементам группы железа с незаполненной $3d$ -оболочкой. Трехвалентный ион хрома имеет электронную конфигурацию внешней оболочки $3d^3$. Упрощенная схема энергетических уровней ионов хрома в рубине, участвующих в процессе генерации лазера, представлена на рис. 8.17 [31]. Систему уровней можно разбить на три группы: синглетный уровень 4A_2 , расщепленный на два близлежащих подуровня с расстоянием $0,38 \text{ см}^{-1}$, дублетные уровни 2E , 2T_1 и 2T_2 , и триплетные уровни 4T_2 , 4T_1 . Триплетные уровни являются уровнями накачки в видимой области спектра с шириной 800 см^{-1} каждый. С уровней накачки ионы переходят на нижележащие дублетные уровни 2E безызлучательным способом. Особенностью энергетической схемы ионов хрома является расщепление уровня 2E являющегося рабочим верхним лазерным уровнем, с которого осуществляется усиление и генерация света в рубине, на два двукратно вырожденных подуровня \bar{E} и $2\bar{A}$ (14403 и 14432 см^{-1} , соответственно) являющегося рабочим верхним лазерным уровнем, с которого осуществляется усиление и генерация света в рубине. Расстояние между подуровнями (около 29 см^{-1}) превышает величину их уширения, равного при комнатной температуре 10 см^{-1} . В спектре люминесценции рубина эти подуровни хорошо разрешены (линии R_1 и R_2). Вследствие малой вероятности оптических переходов вниз оба подуровня являются метастабильными со временем жизни $3,4 \text{ мс}$. Малая разность энергий подуровней по сравнению с $kT \approx 208 \text{ см}^{-1}$ (300 К) обеспечивает высокую вероятность безызлучательных переходов между ними. Обычно лазерная генерация осуществляется с уровня \bar{E} (линия R_1). Расщеплением нижнего уровня 4A_2 из-за его малости по сравнению с уширением

(около 10 см^{-1}) можно пренебречь. Кратность вырождения этого уровня равна 4.

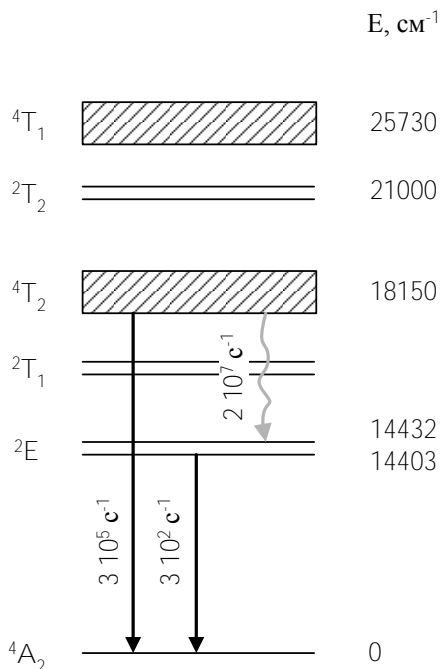


Рис. 8.17. Схема уровней энергии ионов Cr^{3+} в рубине

Таким образом, для расчетов лазера на рубине схема его энергетических уровней рубина, с учетом изложенных выше времен переходов между ними близка к идеальной трехуровневой схеме. В такой идеальной схеме уровень накачки образован уровнями $4T_2$ и $4T_1$, верхним метастабильным лазерным уровнем является уровень $2E$, нижним – уровень $4A_2$. В этой упрощенной схеме (рис. 8.17) основные характеристики уровней и переходов следующие: средние значения энергий уровней накачки 18150 см^{-1} и 25730 см^{-1} , их ширины порядка 800 см^{-1} , сечение поглощения σ_{abs} для $4T_2$ составляет $\approx 1,7 \times 10^{-19} \text{ см}^2$, для $4T_1 \approx 2,2 \times 10^{-19} \text{ см}^2$, скорость безызлучательных переходов с уровней накачки на уровни $2E$ $\omega_{32} \geq 10^7 \text{ с}^{-1}$, скорость спонтанных оптических переходов с верхних лазерных уровней $A_2 = 300 \text{ с}^{-1}$, скорость безызлучательных переходов с верхних лазерных

уровней $\omega_{21} \ll A_2$, сечение стимулированного излучения для линии R_1 $\sigma_{se} \approx 2,5 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, коэффициент поглощения для R_1 линии $\alpha \approx 0,4 \text{ см}^{-1}$ (для рабочей концентрации ионов хрома $1,6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

— Спектр поглощения рубина при комнатной температуре приведен на рис. 8.18 [14]. Кристаллы рубина поглощают излучение накачки в двух широких полосах, принадлежащих переходам из основного состояния 4A_2 ионов Cr^{3+} на уровни 4T_1 и 4T_2 с максимумами поглощения на длинах волн 410 и 560 нм. Вследствие анизотропии кристалла спектр поглощения зависит от поляризации света по отношению к оптической оси. На рис. 8.19 приведены R-линии люминесценции рубина. Измерения показывают, что в R-линиях при комнатной температуре сосредоточено 50 % общего потока люминесценции. Лазерное излучение в рубине обычно получают на линии R_1 с длиной волны $\lambda = 694,3 \text{ нм}$ при комнатной температуре. Так как время релаксации частиц между уровнями \bar{E} и $2A$ очень мало (менее 10^{-7} с), то возникновение генерации на линии R_1 как более интенсивной препятствует возникновению генерации на линии R_2 , если не используются специальные селективные элементы. Отношение коэффициентов поглощения и соответственно поперечных сечений в линиях R_1 и R_2 для комнатной температуры составляет $k_{R1}/k_{R2} = 1,4$. Длина волны для перехода R_2 составляет 692,9 нм. Квантовый выход люминесценции рубина для полос поглощения 410 и 560 нм равен 70 %. В табл. 8.10 приведены основные спектрально-генерационные характеристики лазерных кристаллов рубина.

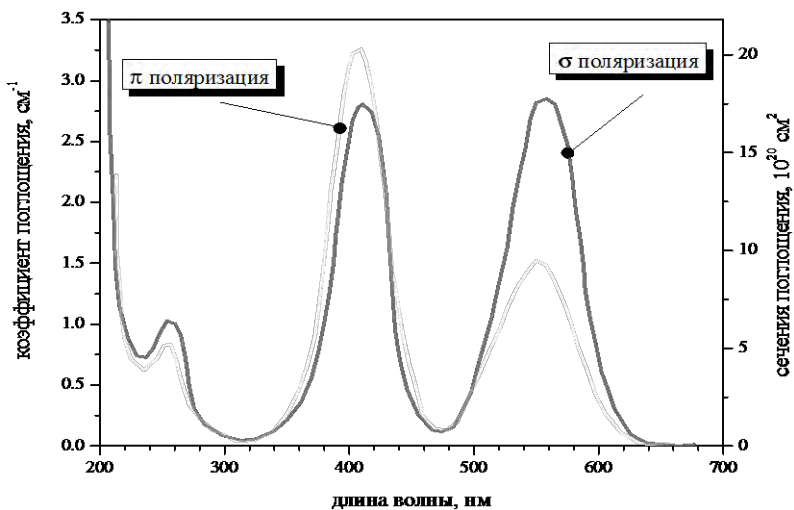


Рис. 8.18. Спектр поглощения кристалла рубина при 300 К

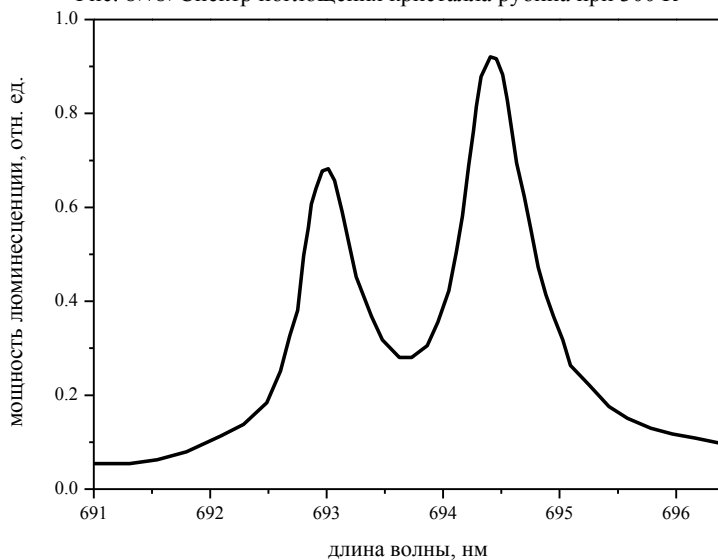


Рис. 8.19. Спектр люминесценции кристалла рубина при 300 К

Таблица 8.10

Основные спектроскопические характеристики кристаллов рубина

Наименование параметра	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$
Длина волны накачки λ_p , нм	350–700
Сечение поглощения на длинах волн накачки σ_{abs}^D , см^2 : 410 нм 560 нм 694,3 нм (R_1 линия)	$2,2 \times 10^{-19}$ $1,7 \times 10^{-19}$ $1,25 \times 10^{-20}$
Длина волны генерации λ_s , нм	$\lambda_{R_1} = 694,3$ $\lambda_{R_2} = 692,2$
Ширина R_1 линии люминесценции (усиления) $\Delta\lambda_s$, нм	0,53
Время жизни уровня 2E при комнатной температуре τ_{eff} , мс	3,4
Квантовый выход люминесценции	0,7
Сечение вынужденного излучения для R_1 линии σ_{se} , см^2	$2,5 \times 10^{-20}$
Концентрация ионов Cr^{3+} , ат. % см^{-3}	0,05 $1,6 \times 10^{19}$

Кристаллы рубина используются в лазерах с импульсной ламповой накачкой, работающих в режиме свободной генерации и модуляции добротности. Выходная энергия таких лазеров достигает 1–2 Дж, длительность импульса генерации в режиме модулированной добротности составляет около 30 нс. Из-за трехуровневой схемы работы эффективность генерации лазера на рубине является низкой и в настоящее время рубиновый лазер для практических применений используется все реже.

8.6.2. Александрит

Александрит ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$) – это название кристалла хризоберилла, легированного хромом. Александрит обладает физическими свойствами, характерными для хорошего лазерного материала. Твердость, прочность, химическая устойчивость и высокая теплопроводность (в два раза выше, чем у кристалла YAG) позволяют использовать в лазерах на основе александрита высокие мощности накачки без термического разрушения активной среды. Порог теплового разрушения александрита в 5 раз выше по сравнению с YAG. Основные физические свойства кристалла александрита приведены ниже [14].

Химическая формула	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$
Структура кристалла	Орторомбическая
Пространственная группа	$D_{2h}^{16}-Pnma$
Размеры элементарной ячейки	$a = 9,404 \text{ \AA}$ $b = 5,476 \text{ \AA}$ $c = 4,427 \text{ \AA}$
Температура плавления	1870°
Плотность	$3,69 \text{ г/см}^3$
Теплопроводность	23 Вт/м К
Твердость по Моосу	9
Коэффициент теплового расширения	$5,9 \times 10^{-6} / ^\circ\text{К}$ (вдоль a) $6,1 \times 10^{-6} / ^\circ\text{К}$ (вдоль b) $6,7 \times 10^{-6} / ^\circ\text{К}$ (вдоль c)
Показатель преломления n	1,736 (E a) 1,742 (E b) 1,735 (E c)
Термооптическая постоянная dn/dT	$8,3-9,4 \times 10^{-6} / ^\circ\text{К}$
Область прозрачности	0,35–5,5 мкм
Нелинейный показатель преломления n_2	$2 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$

Структура уровней энергии alexandrita и основных переходов схематично показана на рис. 8.20. $^4\text{A}_2$ – основной уровень, $^4\text{T}_2$ и $^4\text{T}_1$ – уровни с большой шириной благодаря набору колебательных подуровней, на которые происходит поглощение излучения накачки. В alexandrite (в отличие от рубина) разность энергий между уровнем $^4\text{T}_2$ и нижним метастабильным уровнем ^2E составляет $\Delta E \approx 800 \text{ см}^{-1}$, т.е. сравнима с величиной kT при комнатной температуре.

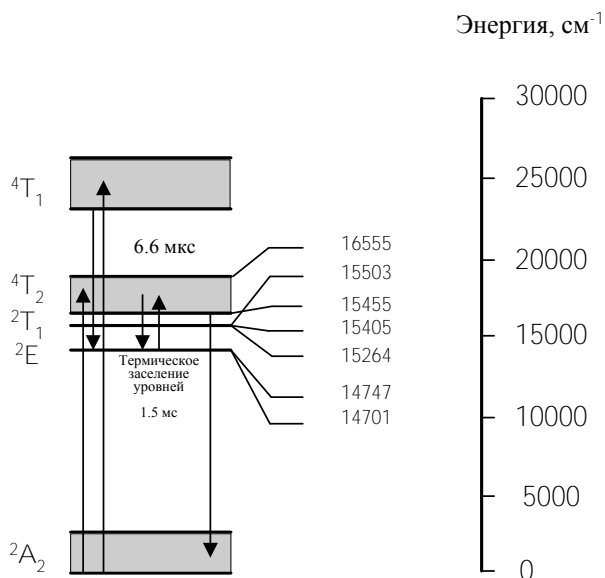


Рис. 8.20. Схема уровней энергии александрита

Времена жизни уровней $2E$ и $4T_2$ составляют 1,5 ms и 6,6 μs , соответственно. Две узкие линии люминесценции с уровня $2E$ (R-линии) располагаются при 680,4 и 678,5 nm . Нижний лазерный уровень – это набор колебательных состояний, расположенных над основным состоянием $4A_2$. Верхний лазерный уровень $4T_2$ – это уровень, расположенный на 800 cm^{-1} над долгоживущим уровнем $2E$, где происходит накопление энергии (возбужденных ионов), и который находится с ним в тепловом равновесии.

Спектры поглощения и люминесценции кристалла александрита приведены на рис. 8.21 и 8.22.

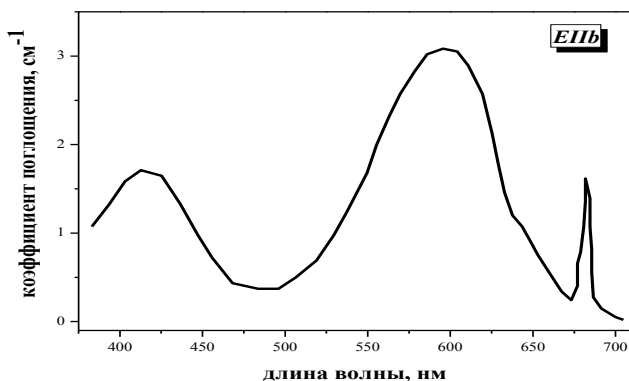


Рис. 8.21. Спектры поглощения александрита для поляризации E//b

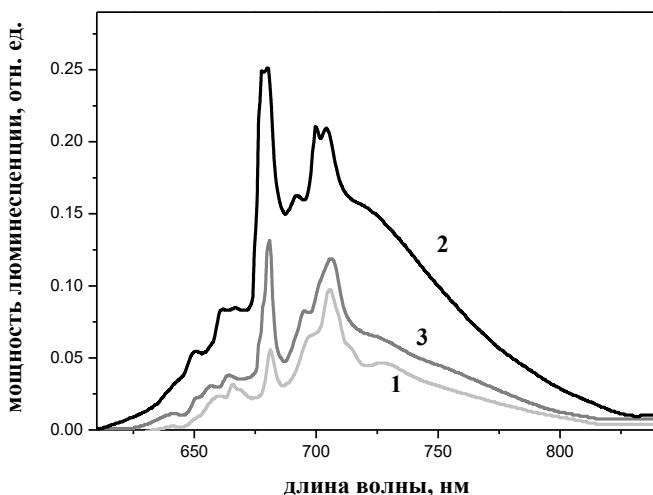


Рис. 8.22. Спектры люминесценции александрита при комнатной температуре для различных поляризаций: 1 – E//a, 2 – E//b, 3 – E//c

Широкие полосы поглощения в области 420 и 600 нм относятся к переходам ${}^4A_2 - {}^4T_1$ и ${}^4A_2 - {}^4T_2$, соответственно. В спектре люминесценции александрита, в отличие от рубина, помимо узких R-линий, наблюдается широкая полоса в диапазоне от 625 до 825 нм. Таким образом, в александрите генерация происходит на электронно-колебательных переходах, и длина волны может плавно перестраиваться в широком диапазоне спектра. Выходное излучение лазера поляризо-

вано параллельно оси кристалла *b*. Сечение стимулированного излучения (*a*, значит и усиление) для данной поляризации в десятки раз выше, чем для других поляризаций. Александрит при комнатной температуре с ламповой накачкой излучает в диапазоне от 701 до 818 нм. Сечение стимулированного излучения в максимуме полосы усиления σ_{se} при температуре 300 К равно 7×10^{-21} см². Время жизни люминесценции при комнатной температуре равно 260 мкс и позволяет эффективно накапливать энергию возбуждения.

Лазерная генерация также была получена на длине волны 680,4 нм по трехуровневая схеме, которая в александрите является аналогом схемы генерации в рубиновом лазере. Для работы лазера по трехуровневой схеме характерными являются высокий порог генерации, фиксированная длина волны (680,4 нм) и относительно низкая эффективность генерации. Основные свойства александрита приведены в табл. 8.11.

Таблица 8.11

Основные спектроскопические свойства
кристалла александрита [15]

Наименование параметра	Cr ³⁺ :BeAl ₂ O ₄
Длина волны генерации, нм	701–818
Сечение стимулированного излучения на длине волны 750 нм, см ²	7×10^{-21}
Время жизни люминесценции, мкс	260 (T = 20 °C) 130 (T = 120 °C)
Концентрация ионов Cr ³⁺ , ат. % см ⁻³	0,05–0,3 (1,75–10,5) × 10 ¹⁹
Ширина линии люминесценции, нм	100

В александрите существенное влияние на генерационные свойства оказывает поглощение из возбужденного состояния ²E на длинах волн генерации, которое характеризуется соответствующим сечением σ_{esa} . Для эффективной работы лазера это сечение должно быть мало по сравнению с эффективным сечением стимулированного излучения, иначе возбужденные ионы будут поглощать значительную часть мощности излучения до того, как оно покинет резонатор.

натор. Возбужденные ионы Cr^{3+} , которые поглощают лазерное излучение, быстро релаксируют в исходное возбужденное состояние, поэтому нет потерь в заселенности возбужденного состояния из-за такого поглощения. Помимо снижения эффективности генерации, это поглощение дает дополнительный вклад в нагрев активной среды. В александрите полоса поглощения из возбужденного состояния имеет глубокий и широкий минимум, совпадающий с максимумом полосы испускания. В центре этой полосы σ_{esa} составляет менее 10 % от сечения испускания σ_{se} . Если бы σ_{esa} было больше, чем σ_{se} , то лазерная генерация была бы невозможна в принципе. Фактически, последнее условие ограничивает диапазон перестройки александрита в области больших значений длин волн.

В александрите при повышении температуры сечение стимулированного излучения (усиления) возрастает с $7 \times 10^{-21} \text{ см}^2$ при 300 К до $2 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ при 475 К, пик полосы усиления сдвигается в область больших значений длин волн, а время жизни флуоресценции сокращается. Для объяснения зависимости генерационных характеристик от температуры может быть использована четырехуровневая модель. Уровень ${}^2\text{E}$ работает как уровень, на котором под действием излучения накачки происходит накопление энергии (населенности). Таким образом, при увеличении температуры в александрите уровень ${}^4\text{T}_2$ успешно подзаселяется с уровня ${}^2\text{E}$ согласно распределению Больцмана, и эффективное сечение вынужденного испускания возрастает. Однако, увеличение температуры также ведет к заселению нижних уровней – особенно тех, которые расположены близко к основному состоянию, и которые вследствие этого соответствуют фотонам с высокими энергиями (короткими длинами волн). Так как эффективность генерации максимальна при максимальном заселении верхнего и минимальном заселении нижнего лазерных уровней, можно отметить, что увеличение температуры приводит к двум противоположным эффектам. Оказалось, что увеличение температуры оказывает положительный эффект только для длин волн выше 730 нм.

Время жизни флуоресценции составляет 260 мкс при комнатной температуре и 130 мкс при 100 °С. При увеличении температуры, увеличивается доля возбужденных ионов на верхнем лазерном уровне ${}^4\text{T}_2$; вследствие этого уровень ${}^4\text{T}_2$ дает больший вклад в испускание, чем долгоживущий уровень ${}^2\text{E}$, и общее время жизни флуорес-

ценции (т.е. общее время жизни уровня накопления 2E и верхнего лазерного уровня 4T_2) уменьшается. Следовательно, при более высоких температурах время накопления энергии в возбужденных состояниях становится меньше. При фиксированном значении энергии накачки наименьший порог генерации и наибольшая выходная энергия лазера наблюдаются при температуре около $200\text{ }^\circ\text{C}$ [14]. Таким образом, лазер на александрите сохраняет высокие значения усиления и эффективности генерации при температурах, при которых большинство твердотельных лазеров уже разрушаются.

Общая эффективность генерации лазеров на александрите с ламповой накачкой близка к $0,5\%$. Реализованы импульсный и непрерывный режимы генерации; режим модуляции добротности и синхронизации мод. При использовании стержней длиной 10 см и диаметром $0,63\text{ см}$ были получены импульсы с энергией до 5 Дж в режиме свободной генерации, а также более 2 Дж в режиме модуляции добротности при длительности импульсов менее 30 нс .

8.6.3. Кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$

$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ ($\text{Cr}:\text{LiSAF}$) – одноосный кристалл с тригональной структурой. Это достаточно мягкий и непрочный кристалл, физические свойства которого больше похожи на свойства стекла, чем кристалла. Механические и тепловые характеристики $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ приведены ниже.

Плотность	$3,45\text{ кг/см}^3$
Коэффициент термического расширения	$22 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ (вдоль оси а) $3,6 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ (вдоль оси с)
Твердость по шкале Мооса	4
Теплопроводность	$4,6\text{ Вт/м/К}$ (вдоль оси а) $5,1\text{ Вт/м/К}$ (вдоль оси с)
Показатель преломления	1,41
Термооптическая постоянная, dn_o/dT	-4,2
dn_e/dT	-4,6

Схема уровней энергии ионов Cr^{3+} в кристаллах LiSrAlF_6 отличается от схемы уровней энергии александрита тем, что уровень ${}^4\text{T}_2$ расположен ниже уровня ${}^2\text{E}$, что приводит к существенно более короткому времени жизни люминесценции (67 мкс). Спектры поглощения и испускания представлены на рис. 8.23 [15].

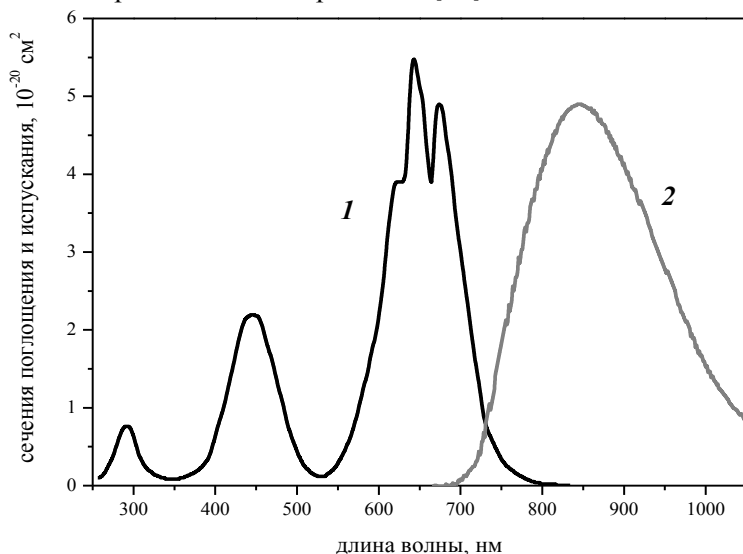


Рис. 8.23. Спектры поглощения (1) и люминесценции (2) кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ при комнатной температуре

Широкие полосы поглощения в области 670 и 460 нм относятся к переходам из основного состояния ${}^4\text{A}_2$ в возбужденные состояния ${}^4\text{T}_2$ и ${}^4\text{T}_1$, соответственно. Пиковое значение сечения излучательного перехода ${}^4\text{T}_2 - {}^4\text{A}_2$ соответствует длине волны 830 нм и составляет $4,8 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, что существенно выше, чем в александрите. Из-за анизотропии кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ выходное излучение сильно поляризовано ($\text{E} \parallel \text{c}$). Диапазон перестройки перекрывает область от 780 до 920 нм.

Нужно отметить, что по своим физическим, структурным и спектральным свойствам кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ похож на кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiCAF}$), у которого диапазон перестройки составляет 790–840 нм, а время жизни верхнего лазерного уровня 170 мкс.

Но так как максимальное значение сечения испускания в LiSAF в четыре раза выше, чем в LiCAF, он имеет лучшие генерационные характеристики и получил более широкое практическое использование. Основные спектроскопические характеристики Cr³⁺:LiSAF приведены в табл. 8.12.

Таблица 8.12

Основные спектроскопические характеристики
кристалла Cr³⁺:LiSAF

Наименование параметра	Cr ³⁺ :LiSAF
Длина волны генерации, нм	850
Ширина полосы испускания, нм	180
Сечение стимулированного излучения, см ²	0,5×10 ⁻¹⁹
Время жизни флуоресценции, мкс	67

При работе с кристаллом Cr:LiSAF важно поддерживать соответствующее значение рН фактора воды, если она используется для охлаждения активного элемента. Например, при величине рН равной 5, скорость растворения этого материала в сотни раз выше, чем у кристалла YLF. Однако, при значении рН около 7, скорость растворения имеет такую же величину, как у YLF или фосфатного стекла. Ламповая накачка является эффективной для Cr:LiSAF из-за относительно большого времени жизни верхнего лазерного уровня и хорошего перекрытия полосы поглощения этого материала с полосой испускания ксеноновых ламп накачки. Для накачки Cr:LiSAF также могут использоваться диоды на основе AlGaInP, излучающие на длине волны 670 нм.

Кристаллы Cr:LiSAF нашли применение в перестраиваемых лазерах с ламповой и диодной накачкой, работающих в области 850 нм. Широкая полоса испускания Cr:LiSAF делает этот кристалл привлекательным для генерации и усиления ультракоротких импульсов, в том числе при диодной накачке. На кристаллах Cr:LiSAF были созданы различные лазерные системы, начиная от компактных диоднонакачиваемых лазеров, работающих в режиме синхрониза-

ции мод, до очень больших усилителей с ламповой накачкой с размерами стержней до 25 мм в диаметре.

8.7. Кристалл $Ti^{3+}:Al_2O_3$

Лазеры на основе кристалла сапфира с титаном $Ti^{3+}:Al_2O_3$ являются одними из самых распространенных перестраиваемых твердотельных лазеров, благодаря удачному сочетанию спектроскопических свойств примесного иона Ti^{3+} и высоких физических и тепловых характеристик кристалла-матрицы (лейкосапфира).

Физические свойства кристалла $Ti^{3+}:Al_2O_3$ такие же как у рубина (и лейкосапфира) и приведены выше в разделе 8.6.1. Кристалл сапфира с титаном характеризуется очень хорошими свойствами, такими как высокая теплопроводность, химическая устойчивость и механическая твердость.

В кристаллах сапфира ионы Ti^{3+} замещают ионы Al^{3+} . Ион Ti^{3+} с электронной конфигурацией $3d^1$ обладает уникальной среди других лазерных ионов переходных металлов двухуровневой схемой энергетических состояний, что исключает возможность поглощения из возбужденного состояния, которое ограничивает диапазон перестройки и снижает эффективность других лазеров на ионах переходных металлов. Упрощенная схема уровней энергии иона Ti^{3+} в кристалле Al_2O_3 приведена на рис. 8.24. Основным является уровень 2T_2 , возбужденным – 2E . Поглощение и испускание происходят на электронно-колебательных переходах из основного и возбужденного состояний, соответственно. Спектры поглощения и люминесценции кристалла $Ti^{3+}:Al_2O_3$ представлены на рис. 8.25.

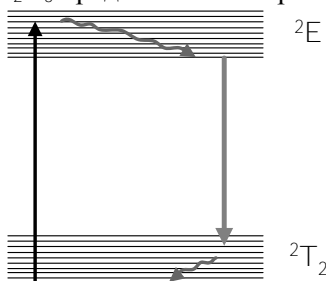


Рис. 8.24. Схема уровней энергии и переходов для иона Ti^{3+} в кристалле Al_2O_3

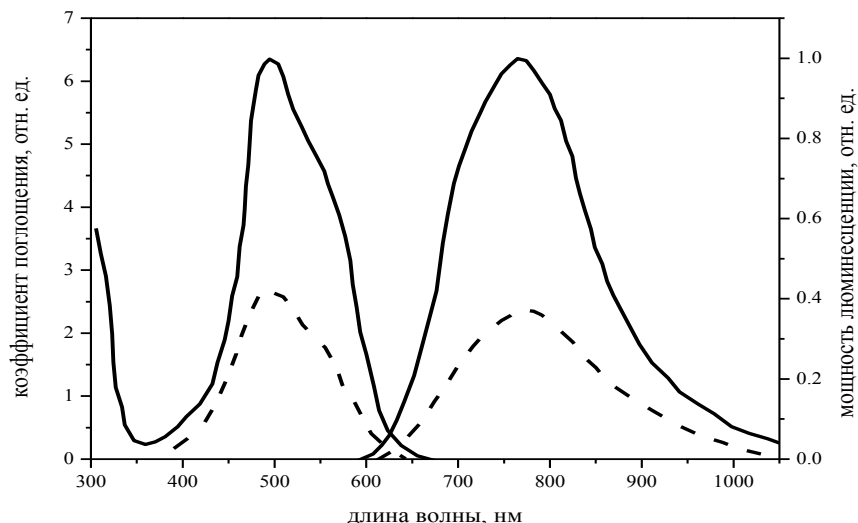


Рис. 8.25. Спектры поглощения и люминесценции ионов Ti^{3+} в кристалле Al_2O_3 для поляризации $E//c$ (непрерывные линии) и $E \perp c$ (штриховые линии)

Кристаллы имеют широкую полосу поглощения в сине-зеленой части спектра с максимумом около 490 нм. Относительно слабая полоса поглощения наблюдается в ИК части спектра, которая появляется вследствие образования пар $Ti^{3+} - Ti^{4+}$. Это остаточное ИК поглощение влияет на эффективность генерации, однако оптимизация технологии выращивания кристаллов и дополнительного отжига позволяют радикально снизить поглощение в ИК области. Большой интерес к этому материалу вызван широкой полосой испускания, которая позволяет осуществлять перестройку длины волны излучения лазера в диапазоне 670–1070 нм с максимумом около 800 нм.

Широкие полосы поглощения и люминесценции объясняются сильным электроно-колебательным взаимодействием между активными ионами Ti^{3+} и решеткой кристалла. Спектроскопические характеристики кристалла приведены в табл. 8.13 [15, 33].

Таблица 8.13

Спектрально-генерационные характеристики кристалла $Ti^{3+}:Al_2O_3$

Наименование параметра	Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃
Время жизни флуоресценции, мкс	3,2
Ширина линии флуоресценции на полувысоте, нм	180
Диапазон перестройки длины волны генерации, нм	670–1070
Максимум длины волны генерации, нм	790
Максимальное сечения вынужденного излучения, см ² :	
π-поляризация (E//c)	4,1×10 ⁻¹⁹
σ-поляризация (E ⊥ c)	2,0×10 ⁻¹⁹
Квантовый выход люминесценции	≈1
Энергия насыщения на длине волны 790 нм, Дж/см ²	0,9

Для характеристики лазерного качества кристаллов был введен так называемый параметр качества FOM (Figure of Merit), определяемый как отношение коэффициентов поглощения на длинах волн 530 нм и 800 нм. Благодаря совершенствованию технологии выращивания в коммерческих кристаллах сапфира с титаном FOM достигает значений около 1000 и выше.

Для накачки лазеров на кристаллах сапфира с титаном используется множество источников, таких как аргоновый лазер, лазер на парах меди, вторые гармоники лазеров неодимовых лазеров (Nd:YAG и Nd:YVO), а также применяется ламповая накачка.

Ламповая накачка сапфира с титаном вызывает трудности, так как требуются очень высокие интенсивности накачки. Основная причина этого – малое время жизни возбужденного состояния 3,2 мкс. Однако, улучшение качества кристаллов, а также использование специальных ламп накачки привело к тому, что удалось получить импульсы с энергией 3 Дж при эффективности до 2 %. Для повышения эффективности ламповой накачки в качестве охлаждающей жидкости для лазерных стержней используются люминесцентные трансформаторы, преобразующие излучение УФ диапазона в излучение синезеленой части спектра, которое поглощается активной средой.

В промышленно выпускаемых лазерах на кристаллах сапфира с

титаном как правило используется накачка второй гармоникой излучения неодимовых лазеров. В непрерывном режиме характерная выходная мощность коммерческих лазерных систем составляет около 1 Вт при накачке мощностью 5 Вт. Перестройка в диапазоне от 670 до 1070 нм требует наличия нескольких наборов зеркал резонатора. При использовании импульсной накачки значения выходной энергии варьируются от нескольких миллиджоулей с частотой повторения 1 кГц до 100 мДж с частотой 20 Гц. Еще одной очень важной областью применения лазеров на кристаллах сапфира с титаном является генерация и усиление фемтосекундных импульсов. Именно на этих кристаллах получены рекордно короткие импульсы длительностью около 5 фс [34].

8.8. Кристаллы с ионами Cr^{4+}

8.8.1. Кристалл $\text{Cr}^{4+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

Лазерные ионы четырехвалентного хрома Cr^{4+} имеют электронную конфигурацию $3d^2$ и в отличие от других ионов переходных металлов, описанных ранее, занимают в кристаллах YAG такие позиции в кристаллической решетке, в которых они окружены четырьмя ионами кислорода, образующими тетраэдр. Спектр поглощения таких тетракоординированных ионов Cr^{4+} в кристаллах YAG при комнатной температуре характеризуется широкими интенсивными полосами поглощения в области 1 мкм, 0,65 мкм, 0,5 мкм и 0,41 мкм и широкой полосой люминесценции в области 1,3–1,6 мкм (рис. 8.26) [35]. В приближении симметрии неискаженного тетраэдра (T_d) для ионов Cr^{4+} полосы поглощения относятся к переходам из основного состояния 3A_2 в возбужденные состояния 3T_2 , ${}^3T_{1a}$ и ${}^3T_{21b}$.

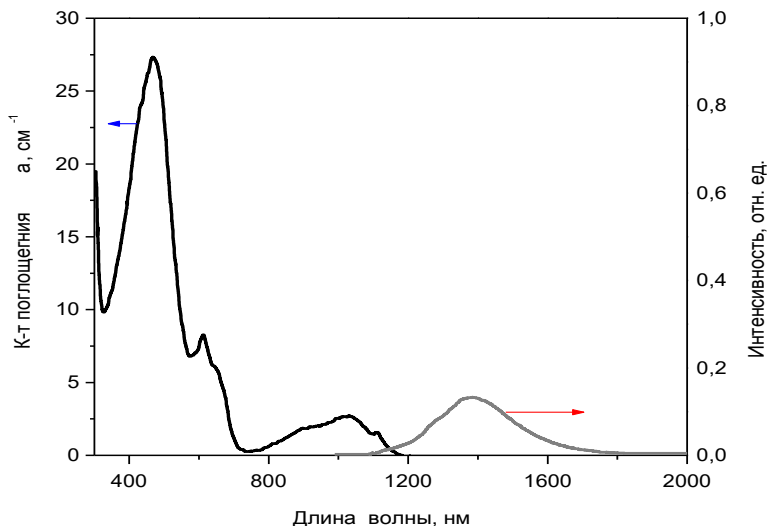


Рис. 8.26. Спектры поглощения и люминесценции кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$

Схема уровней энергии ионов Cr^{4+} приведена на рис. 8.27. Люминесценция наблюдается на электронно-колебательных переходах из нижнего возбужденного состояния ${}^3\text{T}_2$ в основное состояние ${}^3\text{A}_2$. Время затухания люминесценции при комнатной температуре в кристалле $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ составляет 3,5 мкс, а радиационное время жизни, измеренное при низких температурах, равно 25 мкс.

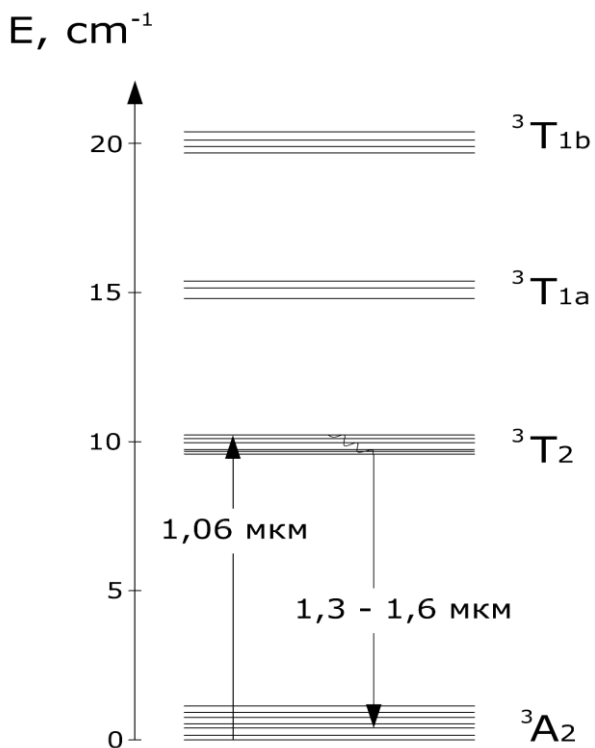


Рис. 8.27. Схема уровней энергии и генерационных переходов для тетракоординированных ионов Cr⁴⁺ в кристалле YAG

По измерениям насыщения поглощения были определены сечения поглощения из основного σ_{gsa} и возбужденного σ_{esa} состояний на длине волны лазерной накачки $\lambda = 1,06$ мкм: $\sigma_{gsa} = 5 \times 10^{-18}$ см² и $\sigma_{esa} = 4 \times 10^{-19}$ см². Для кристаллов Cr⁴⁺:YAG поглощение из возбужденного состояния ограничивает диапазон перестройки в коротковолновой области. Спектроскопические и генерационные характеристики кристаллов Cr⁴⁺:YAG приведены в табл. 8.14.

Таблица 8.14

Основные спектроскопические и генерационные характеристики кристаллов с ионами Cr^{4+}

Наименование параметра	$\text{Cr}^{4+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$
Длина волны накачки, нм	1,06	1,06
Сечение поглощения на длине волны накачки, см^2	5×10^{-18}	$2,3 \times 10^{-18}$
Диапазон перестройки генерации, нм	1309–1596	1130–1375
Эффективное сечение вынужденного излучения, см^2	$1,8 \times 10^{-19}$	2×10^{-19}
Время жизни флуоресценции ($T = 300 \text{ K}$), мс	3,5	2,8
Квантовый выход люминесценции ($T = 300 \text{ K}$), %	14	10

На кристаллах $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ при комнатной температуре была получена свободная генерация при импульсной и непрерывной накачке излучением неодимового лазера; реализована генерация в режиме синхронизации мод. В непрерывном режиме достигнута выходная мощность генерируемого излучения до 1,9 Вт [36], дифференциальная эффективность – до 42 %. В режиме синхронизации мод наименьшая длительность импульсов составляла около 25 фс.

8.8.2. Кристалл $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$

Кристаллы форстерита (Mg_2SiO_4) принадлежат к семейству оливинов. Физические свойства кристаллов форстерита приведены ниже [37].

Пространственная группа
Параметры решетки

Pbnm
a = 4,76 Å,
b = 10,22 Å
c = 5,99 Å

Температура плавления (С)	1890
Плотность (г/см ³)	3,22
Твердость (по Моосу)	7
Теплопроводность (Вт/м К)	8
Коэффициент термического расширения	$9,5 \times 10^{-6}$
Показатель преломления (1,06 мкм)	1,635

В кристаллах с примесью хрома, выращенных методом Чохральского в окислительных условиях, спектроскопические свойства определяются ионами Cr^{4+} , которые замещают ионы кремния (Si^{4+}) в кристаллографических позициях с координационным числом 4 (т.е. в тетраэдрических позициях). В спектрах поглощения кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ в поляризованном свете при комнатной температуре (рис. 8.28) наблюдаются три сильные поляризационно-зависимые полосы поглощения в видимой области с максимумами 570 нм (E||a), 650 нм (E||c) и 740 нм (E||b) и слабая полоса поглощения в ближней ИК области с центром около 1000 нм (E||b, E||c) [37].

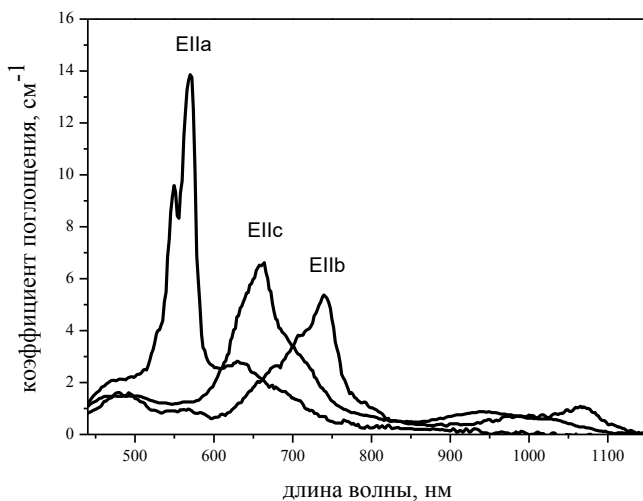


Рис. 8.28. Спектр поглощения кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$

Люминесценция иона Cr^{4+} наблюдается в области 1050–1500 нм и поляризована преимущественно по оси b кристалла (рис. 8.29).

Время затухания люминесценции сокращается от 29 мкс при температурах ниже 60 К до 2,8 мкс при комнатной температуре. Квантовый выход люминесценции при комнатной температуре составляет около 10 %.

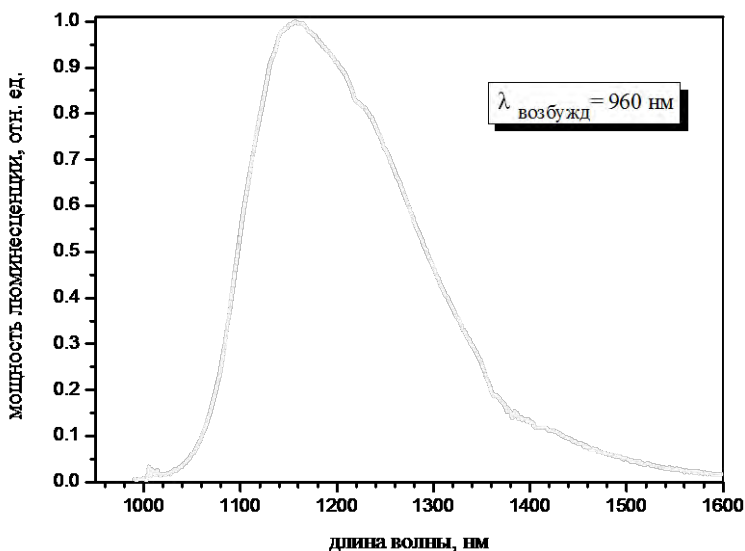


Рис. 8.29. Спектр люминесценции кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ для поляризации $E\parallel b$.

Схема уровней энергии для ионов Cr^{4+} в форстерите в приближении симметрии неискаженного тетраэдра T_d близка к схеме уровней для кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (см. рис. 8.27). Основные спектральные и генерационные характеристики кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ в сравнении с характеристиками кристалла $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ приведены в табл. 8.14. Диапазон перестройки длины волны излучения лазеров на основе $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ составляет 1130–1375 нм [37], а наибольшая дифференциальная эффективность – 37,8 %, что существенно ниже теоретически возможной величины 84 %, определяемой из отношения энергии фотонов накачки и излучения (или λ_p/λ_{se}). Вероятной причиной низкой эффективности генерации является влияние поглощения из возбужденного состояния (ПВС) в полосе усиления [38].

8.9. Кристалл $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$

Легированные ионами хрома кристаллы селенида цинка ($\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$) являются новой перспективной лазерной средой для спектрального диапазона 2–3 мкм. В указанном диапазоне расположены высокоинтенсивные полосы поглощения многих газов и содержащих воду биологических тканей, а также «окна» прозрачности атмосферы, что делает привлекательными лазеры на основе этого кристалла для газового анализа, хирургии, зондирования атмосферы, лазерной локации.

Кристалл ZnSe является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны 2,82 эВ. Физические свойства кристалла ZnSe приведены ниже.

Структура кристалла	Кубическая
Пространственная группа	43m
Размер элементарной ячейки	$a = 5,668 \text{ \AA}$
Температура плавления	1525 °C
Плотность	5,27 г/см ³
Теплопроводность	16 Вт/м К
Твердость по Моосу	5
Коэффициент теплового расширения	$7,1 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$
Показатель преломления n	2,44
Термооптическая постоянная dn/dT	$40 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$
Область прозрачности	0,48–15 мкм

Кристаллы ZnSe обладают достаточно высокой теплопроводностью, однако термооптическая постоянная также очень велика, что приводит к формированию наведенной термической линзы в активной среде при сравнительно невысоких уровнях накачки.

Ионы двухвалентного хрома с электронной конфигурацией $3d^4$ и замещают ионы Zn^{2+} в тетраэдрических позициях. Спектр поглощения ионов Cr^{2+} в кристаллах ZnSe при комнатной температуре характеризуется широкой полосой в диапазоне 1400–2300 нм с максимумом около 1780 нм и полушириной 360 нм (рис. 8.30) [39].

В спектре люминесценции $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ наблюдается интенсивная полоса в интервале 1700–3100 нм с максимумом около 2250 нм и полушириной 600 нм. Полосы поглощения и люминесценции обусловлены электронно-колебательными переходами между основным со-

стоянием 5T_2 и возбужденным состоянием 5E ионов Cr^{2+} (рис. 8.31). В кристаллах $Cr^{2+}:ZnSe$ наблюдается интенсивное поглощение на длинах волн короче 480 нм, которое относится к межзонным переходам в матрице ZnSe (фундаментальное поглощение).

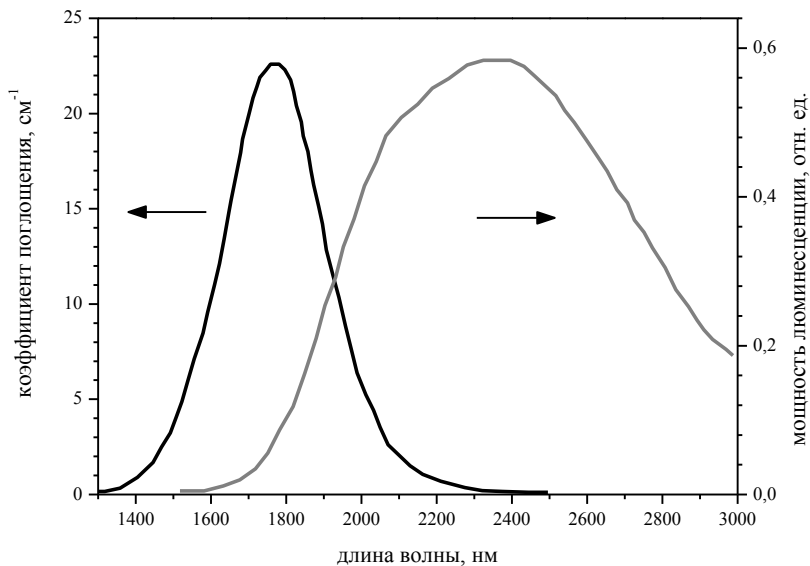


Рис. 8.30. Спектры поглощения и люминесценции монокристаллов $Cr^{2+}:ZnSe$ при комнатной температуре

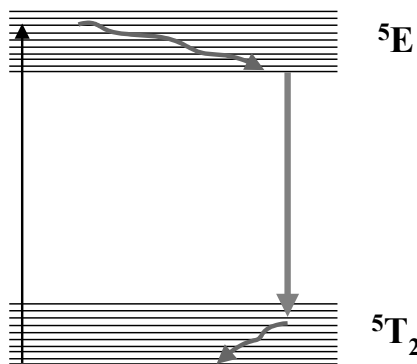


Рис. 8.31. Схема энергетических уровней ионов Cr^{2+} в кристалле ZnSe

В кристаллах $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ имеет место концентрационное тушение люминесценции – время затухания люминесценции изменяется от 5,5 мкс до 2,6 мкс при изменении содержания хрома от $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $3,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [40]. Концентрационное тушение люминесценции обусловлено, предположительно, переносом энергии от ионов Cr^{2+} на возникающие в процессе легирования дефектные центры, а также на неконтролируемые примеси других ионов переходных металлов. Радиационное время жизни ионов Cr^{2+} в кристалле $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ равно 5,5 мкс, температурное тушение люминесценции в диапазоне температур от 77 К до комнатной не обнаружено.

Таблица 8.15

Спектрально-генерационные характеристики кристалла $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ [39]

Наименование параметра	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$
Длина волны накачки, нм	1540–2100
Сечение поглощение на длине волны 1780 нм, см^2	1×10^{-18}
Спектральный диапазон генерации, нм	2000–3000
Сечение стимулированного излучения, см^2	8×10^{-19} (@ 2400 нм)
Время жизни флуоресценции, мкс	5,5
Квантовый выход люминесценции	≈ 1

С использованием кристаллов на $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ получена генерация в импульсном и непрерывном режимах при накачке излучением различных твердотельных лазеров и лазерных диодов в диапазоне 1,54–2,1 мкм. При использовании в качестве источника накачки $\text{Tm}:\text{YAG}$ -лазера мощностью 4 Вт был реализован непрерывный режим генерации с дифференциальной эффективностью свыше 70 % и выходной мощностью 1,4 Вт [40]. При накачке излучением лазерных диодов с длиной волны 1,77 мкм достигнута выходная мощность 186 мВт и эффективность генерации 31 %. В лазерах на кристаллах $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ реализован режим синхронизации мод, при котором генерировались импульсы длительностью 100 фс [39].

8.10. Кристалл $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_{22}$

Отличительной особенностью кристалла $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$ является широкий диапазон перестройки длины волны генерации в области около 2 мкм. Физические свойства кристаллов MgF_2 приведены ниже.

Структура кристалла	Тетрагональная
Пространственная группа	4/mmm
Размеры элементарной ячейки	$a = 4,621 \text{ \AA}$ $c = 3,053 \text{ \AA}$
Температура плавления	1255 °C
Плотность	3,17 г/см ³
Теплопроводность	7,5 Вт/(м × К)
Твердость по Моосу	6
Коэффициент теплового расширения	$13,7 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$ (вдоль c) $8,48 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$ (вдоль a)
Показатель преломления n , (2 мкм)	$n_o = 1,3686$ $n_e = 1,3797$
Термооптическая постоянная dn_o/dT dn_e/dT	$2,3 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$ $1,7 \times 10^{-6} / ^\circ\text{K}$
Область прозрачности матрицы	0,13–7 мкм

Ионы Co^{2+} имеют электронную конфигурацию незаполненной оболочки $3d^7$ и изоморфно замещают ионы Mg^{2+} в октаэдрических позициях. Структура уровней энергии ионов в кристаллах приведена на рис. 8.32.

Широкая полоса люминесценции (усиления) наблюдается в спектральном диапазоне 1700–2600 нм с максимумом около 2100 нм и относится к электронно-колебательным переходам из состояния 4T_2 в основное состояние 4T_1 . Время жизни люминесценции при комнатной температуре составляет 36 мкс, квантовый выход – 2,2 %. Спектроскопические и генерационные характеристики кристалла $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$ приведены в табл. 8.16.

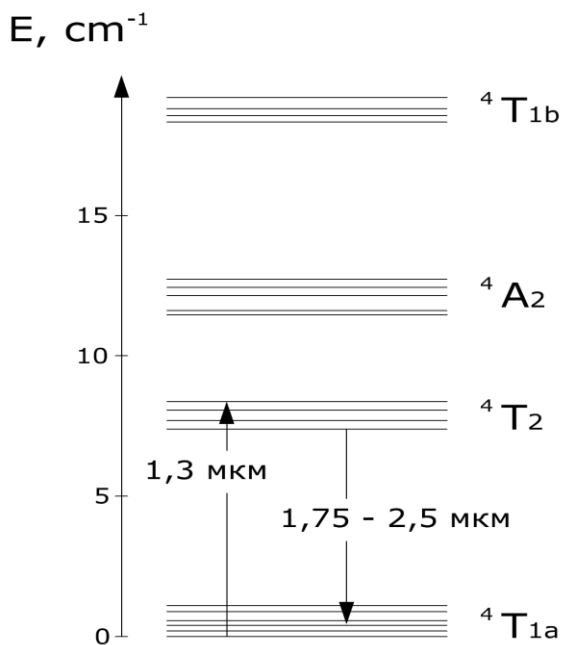


Рис. 8.32. Схема уровней энергии и переходов в кристалле $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$

Таблица 8.16

Спектрально-генерационные характеристики
кристалла $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$ [41]

Наименование параметра	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$
Длина волны накачки, нм	1338
Спектральный диапазон генерации, нм	1750–2500
Сечение стимулированного излучения на длине волны 2100 нм, см^2	$0,9 \times 10^{-21}$
Время жизни флуоресценции, мкс	36,5
Квантовый выход люминесценции	0,022

Несмотря на крайне низкий квантовый выход люминесценции

при комнатной температуре, обусловленный сильным температурным тушением люминесценции, на кристаллах $\text{Co}^{2+}:\text{-MgF}_2$ получена достаточно эффективная генерация при импульсной накачке излучением Nd:YAG лазера на длине волны 1,32 мкм. Коммерческий вариант такого лазера обеспечивал выходную энергию импульса до 0,98 Дж при частоте повторения до 10 Гц. Для обеспечения всего спектрального диапазона генерации использовалось три различных набора зеркал.

8.11. Кристаллы с ионами Pr^{3+}

Интерес к ионам Pr^{3+} как активным лазерным средам обусловлен большим количеством излучательных переходов иона Pr^{3+} в видимой и ИК областях. Структура уровней энергии иона Pr^{3+} с электронной конфигурацией $4f^2$ без учета штарковского расщепления приведена на рис. 8.33. Сильные линии поглощения в области 420–490 нм на переходах $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{P}_0, ^3\text{P}_1, ^1\text{I}_6, ^3\text{P}_2$ и быстрая релаксация возбуждения на уровень $^3\text{P}_0$ открывают возможности для реализации стимулированного излучения на переходах в нижележащие состояния. Благодаря четырехуровневой схеме для большинства лазерных каналов (за исключением переходов в основное состояние $^3\text{H}_4$) порог генерации достигается при сравнительно низких уровнях накачки. Наиболее низкопороговая генерация на ионах Pr^{3+} была получена в кристалле YAlO_3 на переходе $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{F}_4$ с длиной волны 746,9 нм и в кристалле LiYF_4 на переходе $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{F}_2$ (639,5 нм) [42].

Однако лазеры на основе кристаллов с ионами Pr^{3+} с ламповой накачкой не нашли широкого практического применения из-за низкой эффективности генерации. Это связано в первую очередь с узким спектральным диапазоном поглощения ионов Pr^{3+} и коротким временем жизни исходного лазерного уровня $^3\text{P}_0$ (не более 50 мкс), что приводит к низкой эффективности возбуждения. Кроме того, в кислородсодержащих кристаллах под воздействием коротковолновой части излучения ламп накачки возникают центры окраски, снижающие эффективность генерации или полностью исключаящие возможность ее достижения.

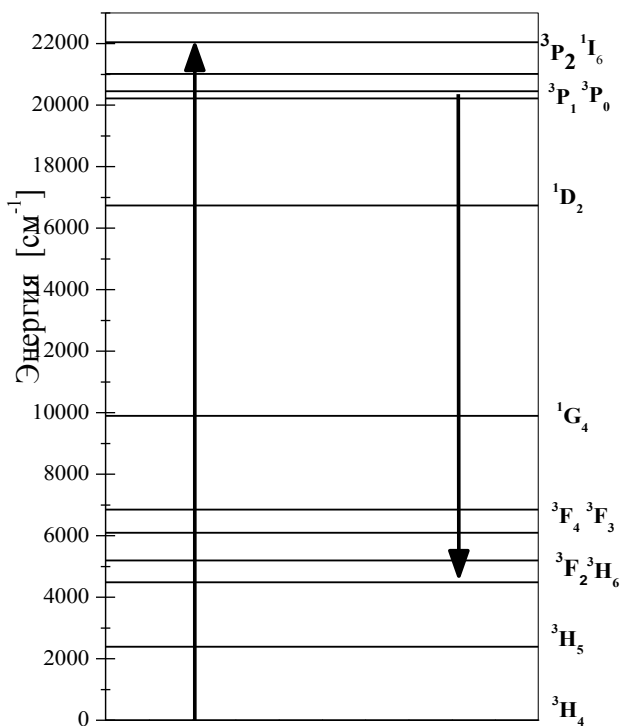


Рис. 8.33. Упрощенная схема уровней энергии (без учета Штарковского расщепления) и генерационных переходов ионов Pr^{3+} в кристаллах

В последние годы для создания непрерывных лазеров на кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ используется селективная лазерная накачка (488 нм) или накачка излучением лазерных диодов на основе нитрида галлия (GaN) с длиной волны 443 нм. Физические свойства кристаллов литий-иттриевого фторида LiYF_4 приведены в разделе 8.4.2.

В спектрах поглощения кристаллов $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ наблюдаются сильные линии поглощения в области 420–490 нм на переходах ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{P}_0, {}^3\text{P}_1, {}^1\text{I}_6, {}^3\text{P}_2$. Время жизни флуоресценции на переходах из состояния ${}^3\text{P}_0$ составляет 56 мкс. Основные спектрально-генерационные характеристики кристалла $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ в приведены в табл. 8.17 [42].

Таблица 8.17

Спектрально-генерационные характеристики кристалла $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$

Наименование параметра	Pr ³⁺ :LiYF ₄
Длина волны накачки, нм	443
Длина волны генерации, нм	639,5 нм
Сечение стимулированного излучения, см ²	1,7×10 ⁻²¹
Время жизни флуоресценции, мкс	56
Квантовый выход люминесценции	≈1
Концентрация ионов Pr ³⁺ , ат. %	0,5–1

При использовании для накачки лазерных диодов с длиной волны 443 нм в лазерах на основе кристаллов LiYF₄:Pr³⁺ получена выходная мощность излучения свыше 100 мВт на длине волны 693,5 нм с дифференциальной эффективностью около 35 %.

8.12. Кристаллы с ионами Ce³⁺

На ионах Ce³⁺ в кристаллах фторидных соединений получена генерация перестраиваемого по длине волны излучения в ультрафиолетовой области спектра. Отличительной особенностью лазерных ионов Ce³⁺ является использование разрешенных в дипольном приближении межконфигурационных 5d – 4f переходов. Из-за сильного взаимодействия 5d электронов с кристаллической решеткой, люминесцентные переходы с 5d уровней на 4f уровни редкоземельных ионов характеризуются широкими полосами и большим стоксовым сдвигом. Ион Ce³⁺ имеет один электрон в оболочке 4f, нижний терм ²F расщеплен на 2 мультиплета – ²F_{5/2} и ²F_{7/2} из-за спин-орбитального взаимодействия. Первым возбужденным состоянием является 5d состояние, которое расщеплено на несколько уровней из-за сильного взаимодействия с кристаллическим полем матрицы, которое доминирует над спин-орбитальным взаимодействием. Структура уровней энергии и спектры поглощения и люминесценции ионов Ce³⁺ во фторидных кристаллах показаны на рис. 8.34 и 8.35 на примере кристалла литий-иттриевого фторида LiYF₄ [26]. Широкие полосы поглощения в области 195, 205, 240 и 290 нм определяются переходами из основного состояния ²F_{5/2} на уровни расщепленного кристаллическим полем состояния 5d. В спектре люминесценции

наблюдаются две полосы с максимумами около 310 и 325 нм, соответствующие переходам с нижнего уровня состояния $5d$ на уровни ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$ оболочки $4f$. Время жизни люминесценции составляет 40 нс и определяется тем, что переходы $5d - 4f$ являются разрешенными электро-дипольными переходами. Генерация в кристалле $\text{Ce}^{3+}:\text{LiYF}_4$ на длине волны 325 нм была получена при накачке излучением эксимерного KrF лазера (248 нм) и 5-й гармоники Nd-YAG лазера (213 нм). В табл. 8.18 приведены диапазоны генерации, полученные на ионах Ce^{3+} в различных фторидных кристаллах [13].

Благодаря тому, что переходы $5d - 4f$ являются разрешенными, сечение стимулированного излучения ионов Ce^{3+} во фторидных кристаллах существенно выше по сравнению с другими активными средами, и достигает значения $6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ в кристаллах $\text{Ce}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

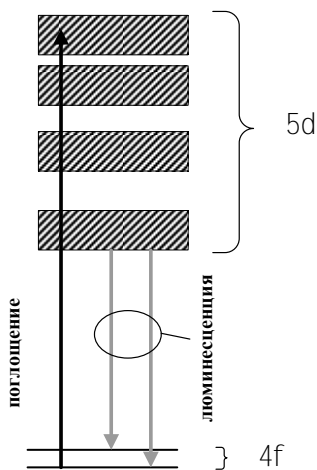


Рис. 8.34. Схема уровней энергии иона Ce^{3+} в кристаллах LiYF_4

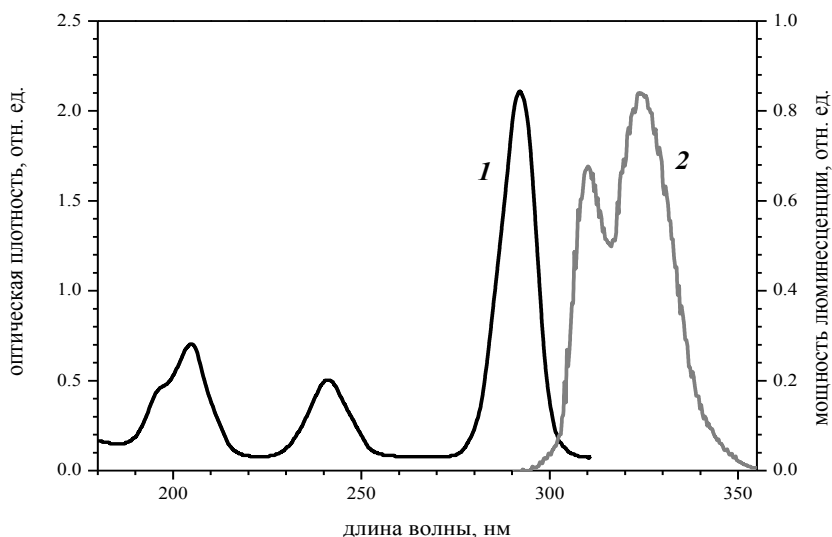


Рис. 8.35. Спектры поглощения (1) и люминесценции (2) кристаллов $\text{Ce}^{3+}:\text{LiYF}_4$

Таблица 8.18

Спектральный диапазон генерации ионов Ce^{3+} в различных фторидных кристаллах.

Кристалл	Диапазон генерации, нм
$\text{Ce}^{3+}:\text{LiYF}_4$	325
$\text{Ce}^{3+}:\text{LiLuF}_4$	305-333
$\text{Ce}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	280-316
$\text{Ce}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$	280-316
$\text{Ce}^{3+}:\text{LaF}_3$	286

Для кристаллов с ионами Ce^{3+} основной проблемой является соларизация, т.е. образование центров окраски под действием УФ излучения накачки. Наиболее устойчивыми к воздействию излучения накачки оказались кристаллы $\text{Ce}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ и $\text{Ce}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пантел, Р. Основы квантовой электроники / Р. Пантел, Г. Пухтоф. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
2. Степанов, Б.И. Введение в современную оптику. Поглощение и испускание света квантовыми системами / Б.И. Степанов. – Минск: Наука і тэхніка, 1991. – 480 с.
3. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. – М.: Мир, 1990. – 560 с.
4. Карлов, Н.В. Лекции по квантовой электронике / Н.В. Карлов. – М.: Наука, 1983. – 320 с.
5. Koechner, W. Solid – State lasers: a graduate text / W. Koechner, M. Bass. – Springer. – 2003. – P. 409.
6. Laser Demonstration of $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YbAG) and Materials Properties of Highly Doped Yb:YAG / F.D. Patel [et al.] // IEEE J. of quantum electronics. – 2001. – Vol. 37, N. 1. – P. 135–143.
7. Интегральный метод соответствия в спектроскопии лазерных кристаллов с примесными центрами / А.С. Ясюкевич [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. – 2004. – Т. 71., № 2. – С. 187–192.
8. Спектрально-кинетические характеристики кристаллов $\text{Yb}^{3+}:\text{Na}_4\text{Y}_6\text{F}_{22}$ и $\text{Yb}^{3+}:\text{LiLuF}_4$ / А.С. Ясюкевич [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. – 2007. – Т. 74, № 6. – С. 761–766.
9. Growth of Yb^{3+} -doped YLiF_4 laser crystal by the Czochralski method. Attempt of Yb^{3+} energy level assignment and estimation of the laser potentiality / Y. Bensalah [et al.] // Optical Materials. – 2004. – Vol. 26. – P. 375–383.
10. Методы расчета оптических квантовых генераторов. – Т. 2. – Минск, 1968. – 656 с.
11. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. – М.: Мир, 1990. – 560 с.
12. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers / H. Giesen [et al.] // Applied Physics B: Lasers and Optics. – 1994. – Vol. 58. – P. 365–372.
13. Optimization of Cr^{4+} -doped saturable-absorber Q-switched lasers / X. Zhang [et al.] // IEEE J. Quant. Electr. – 1997. – Vol. 33. – P. 2286.
14. Зверев, Г.М. Лазеры на кристаллах и их применение / Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев. – М.: Рикел, Радио и связь, 1994. – 312 с.

15. Koechner, W. Solid-State Lasers: a graduate text / W. Koechner, M. Bass. – 5th ed. – Springer-Verlag, NewYork–Berlin-Heidelberg, 2003. – 409 p.
16. Appl. Phys B / T. Jensen [et al.]. – 1994. – Vol. 58. – P. 373.
17. Докл. АН СССР / Х.С. Багдасаров [и др.]. – Т. 216. – 1974. – №6. – С. 1247–1249.
18. Appl. Phys B / F. Brunner [et al.]. – 1994. – Vol. 58. – P. 363.
19. CW Laser Performance of Yb and Er,Yb Doped Tungstates / Kuleshov N.V. [et al.] // Appl. Phys. B. – 1997. – Vol. 64. – P. 409–413.
20. Diode-pumped femtosecond Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power / F. Brunner [et al.] // Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25. – P. 1119–1121.
21. 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser / F. Brunner [et al.]. – Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27. – P. 1162–1164.
22. High average power 1.54 μm Er-Yb doped phosphate glass laser / S. Jiang [et al.] // Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-96, Anaheim, USA, June 2-7, 1996 / OSA 1996 Technical Digest Series. – Vol. 9. – OSA, Washington DC, 1996 – P. 380–381.
23. Mills, A. Crystallographic data for new rare earth borate compounds, RX₃(BO₃)₄ / A. Mills // Inorganic chemistry. – 1962. – Vol. 1, № 4. – P. 960–961.
24. Er³⁺-doped YAl₃(BO₃)₄ single crystals: determination of the refractive indices / R. Martinez-Vasquez [et al.] // Opt. Mater. – 2004. – Vol. 26, № 3. – P. 231–233.
25. Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ – efficient 1.5 μm laser crystal / A. Tolstik [et al.] // Appl. Phys. B. – 2009. – Vol. 97, № 2. – P. 357–362.
26. Alphan Sennaroglu, Ed. Solid-State Lasers and Applications, CRC Press (Taylor and Francis Group). – 2006.
27. Shen, Y.J. Highly efficient in-band pumped Er:YAG laser with 60 W of output at 1645 nm / Y. Shen, J.K. Sahu, W.A. Clarkson // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31, N6. – P. 754–756.
28. Garbuzov, D. 110 W (0.9J) pulsed power from resonantly diode-laser-pumped Er:YAG laser / D. Garbuzov, I. Kudryashov, M. Dubinskii // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87.
29. Diode-pumped 1-W continuous-wave Er:YAG 3-mm laser / Da-Wun Chen [et al.] // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, № 6. – P. 385–387.

30. Diode-pumped high average-power, high repetition-rate 2.94 μm Er:YAG laser, in *Advanced Solid State Lasers* / C. Ziolek [et al.] // *Tech. Digest*. – 2001. – P. 99–101.

31. *Laser Physics and Applications* / Ed. W. Schulz, H. Weber, R. Poprawe. – Part. 2. – Berlin: Springer-Verlag; New-York: Heidelberg. – 2008.

32. Dergachev, A. High power, high energy Ho:YLF laser pumped with a Tm-fiber laser / A. Dergachev, P.F. Moulton, T.E. Drake // *OSA TOPS in Advanced Solid State Photonics*. – 2005. – Vol. 98. – P. 608.

33. Каминский, А.А. **Физика и спектроскопия лазерных кристаллов** / А.А. Каминский, Л.К. Аминов, В.Л. Ермолаев. – М.: Наука, 1986. – 272 с.

34. R. Ell, [et al.] *Opt. Lett.* – 2001. – Vol. 26. – P. 373.

35. **Электронное состояние и позиции ионов хрома в кристаллах граната** / Л.И. Крутова [и др.] // *Физ. тверд. тела*. – 1989. – Т. 31, вып. 7. – С. 170–174.

36. Sennarogly, A. Efficient continuous-wave chromium-doped YAG laser / A. Sennarogly, C.R. Pollock, H. Nathel. – *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1995. – Vol. 12., N5. – P. 930–937.

37. Petricevic, V. *Laser and spectroscopic properties of chromium doped forsterite* / V. Petricevic. – N.Y.: Ph.D. dissertation, 1990. – 137 p.

38. Excited-state absorption and stimulated emission measurements in Cr^{4+} :forsterite / N.V. Kuleshov [et al.] // *J. Lumin.* – 1997. – Vol. 75. – P. 319–325.

39. Sorokina, I.T. Mid-infrared crystalline solid-state lasers, (review paper) / I.T. Sorokina, K.L. Vodopyanov // *Solid-State Mid-IR Laser Sources*. – *Top. Appl. Phys.*, 89. – Springer-Verlag, 2003. – P. 255–349.

40. **Новые лазерные материалы на основе легированных переходными металлами полупроводниковых соединений $\text{Al}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$** / В.И. Левченко [и др.] // **Актуальные проблемы физики твердого тела: сборник**. – Минск: *Беларуская навука*, 2003. – С. 286–297.

41. Welford, D. Room temperature operation of Co^{2+} : MgF_2 laser / D. Welford, P.F. Moulton // *Opt. Lett.* – 1988. – Vol. 13. – P. 975–977.

42. Kaminskii, A.A. *Laser Crystals*, 2nd edn. / A.A. Kaminskii // *Springer Ser. Opt. Sci.* – Berlin, Heidelberg: Springer, 1990. – Vol. 14. – 232 p.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.	3
1. Поглощение и испускание света. Четырехуровневые и квазитрехуровневые активные среды.	5
2. Определения спектров сечений поглощения и стимулированного испускания.	14
3. Лазерные уравнения.	20
4. Непрерывный режим работы лазера, работающего по квазитрехуровневой схеме.	25
4.1. Пороговый режим.	27
4.2. Режим генерации.	30
4.3. Учет спектрального распределения излучения накачки.	35
5. Непрерывный режим работы лазера с учетом пространственного распределения излучения накачки и генерации.	36
5.1. Система балансных уравнений.	36
5.2. Выбор функций пространственного распределения излучения генерации и накачки.	38
5.3. Расчет генерационных характеристик.	40
6. Лазеры на активных средах с переносом энергии.	42
7. Пассивная модуляция добротности в твердотельных лазерах.	46
8. Активные лазерные среды на основе кристаллов и стекол с ионами редкоземельных элементов и переходных металлов.	58
8.1. Кристаллы с ионами Nd^{3+}	58
8.1.1. Алюмоиттриевый гранат с неодимом.	58
8.1.2. Кристалл $Nd^{3+}:YVO_4$	66
8.1.3. Кристалл $Nd^{3+}:KGd(WO_4)_2$	68
8.2. Кристаллы с ионами Yb^{3+}	69
8.2.1. Кристалл $Yb^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$	72
8.2.2. Кристалл $Yb^{3+}:KGd(WO_4)_2$	76
8.3. Стекла и кристаллы, со-активированные ионами Er^{3+} и Yb^{3+}	78
8.3.1. Эрбиевые стекла.	78

8.3.2. Кристалл $\text{Er, Yb:YAl}_3(\text{BO}_3)_4$	83
8.3.3. Резонансная накачка эрбий-содержащих кристаллов.	85
8.4. Кристаллы с ионами Er^{3+} , излучающие в области 3 мкм.	87
8.4.1. Кристалл $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	87
8.4.2. Кристалл $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$	91
8.5. Кристаллы с ионами Tm^{3+} и Ho^{3+}	92
8.5.1. Кристалл $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	92
8.5.2. Резонансная накачка кристаллов с ионами Ho^{3+}	95
8.6. Кристаллы с ионами Cr^{3+}	97
8.6.1. Рубин.	97
8.6.2. Александрит.	102
8.6.3. Кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$	107
8.7. Кристалл $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$	110
8.8. Кристаллы с ионами Cr^{4+}	113
8.8.1. Кристалл $\text{Cr}^{4+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	113
8.8.2. Кристалл $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$	116
8.9. Кристалл $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$	119
8.10. Кристалл $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$	122
8.11. Кристаллы с ионами Pr^{3+}	124
8.12. Кристаллы с ионами Ce^{3+}	126
Литература.	129

Учебное издание

КУЛЕШОВ Николай Васильевич
ЯСЮКЕВИЧ Анатолий Сергеевич

АКТИВНЫЕ СРЕДЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Учебно-методическое пособие
по дисциплинам «Твердотельные лазерные системы»
и «Теория и расчет лазеров»

Компьютерная верстка Н.А. Школьниковой

Подписано в печать 12.11.2010.

Формат 60×84¹/₁₆. Бумага офсетная.

Отпечатано на ризографе. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 7,79. Уч.-изд. л. 6,09. Тираж 100. Заказ 1292.

Издатель и полиграфическое исполнение:

Белорусский национальный технический университет.

ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009.

Проспект Независимости, 65. 220013, Минск.