

Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

**В.В. Анциферов, Г.И. Смирнов**

**О ПОВЫШЕНИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ**

ИЯФ 98-98

НОВОСИБИРСК  
1998

**О повышении эффективности генерации  
твердотельных лазеров**

*В.В. Анциферов, Г.И. Смирнов*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,  
630090, Новосибирск, Россия

**Аннотация**

Дан анализ методов повышения эффективности генерации твердотельных лазеров: сенсбилизация активных сред другими примесными ионами, имеющими широкие полосы поглощения; повышение концентрации примесных ионов и эффективности использования ламповой накачки; использование селективной накачки и накачки лазерными диодами; создание низкопороговых активных сред и лазерных твердотельных сред с широкими полосами усиления; повышение лучевой прочности активных сред.

**On the effectiveness rise of the solid laser generation**

*V. V. Antsiferov, G. I. Smirnov*

Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of Russian  
Academy of Sciences, 630090, Novosibirsk, Russia

© *Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера СО РАН, Россия*

## Введение

Твердотельные лазеры - это лазеры на ионах в диэлектриках (кристаллах и стеклах). Матрица диэлектриков играет существенную роль в процессах генерации. Поэтому необходимо, чтобы активные примесные ионы однородно входили в матрицу в достаточной концентрации, не нарушая ее оптических и механических свойств. Матрица должна быть оптически однородной и прозрачной в спектральном диапазоне излучения накачки и генерации, обладать высокой теплопроводностью, термостойкостью, механической и термооптической стойкостью. Кроме того, матрица должна удовлетворять технологическим требованиям к оптической обработке. В настоящее время известны сотни твердотельных матриц активных сред, на которых реализована лазерная генерация. В качестве активаторов наибольшее применение в твердотельных лазерах получили ионы элементов переходных групп. Атомы этих групп отличаются наличием внутренних частично заполненных электронных оболочек. Переходы с участием этих незаполненных оболочек и определяют спектрально-люминесцентные свойства активной среды. В матрицу активаторы внедряются и существуют там в виде ионов. В широко распространенных твердотельных лазерах на активных средах с трехвалентными ионами переходной группы железа эти ионы теряют экранирующую оболочку, и их спектры в различных матрицах отличаются от спектров свободных ионов и зависят от сил кристаллического поля матрицы. Ионы других переходных элементов группы редких земель при изменении твердотельной матрицы мало меняют свои спектрально-люминесцентные свойства благодаря наличию в этих ионах экранирующих электронных оболочек. Рабочие электронные оболочки редкоземельных ионов экранированы настолько, что кристаллические поля матриц слабо влияют на их состояние и конфигурацию.

В настоящее время твердотельные лазеры, несмотря на сильную конкуренцию других типов лазеров, получили наиболее широкое практическое применение. Твердотельные лазеры обладают высокими энергетическими параметрами генерации в сочетании со способностью работать в самых разнообразных режимах - от режима генерации сверхкоротких импульсов излучения до режима непрерывной генерации большой мощности. При этом они являются исключительно надежными, долговечными и компактными по сравнению с другими типами лазеров.

Одной из основных проблем, стоящих перед разработчиками твердотельных лазеров, является повышение коэффициента полезного действия (КПД) твердотельных лазеров, который у большинства лазеров находится на уровне нескольких процентов. Не менее актуальной является задача расширения спектрального диапазона генерации твердотельных лазеров.

## 1 Повышение эффективности накачки

Коэффициент поглощения излучения накачки активной средой определяется эффективностью осветительной системы, эффективностью излучения ламп накачки и согласованием спектра излучения ламп накачки со спектральными полосами поглощения активных сред. Улучшение параметров осветительной системы осуществляется путем оптимизации фокусировки излучения накачки в место расположения активного элемента и повышения эффективности осветителя.

Для повышения эффективности накачки необходимо свести к минимуму возможные потери световой энергии в элементах системы накачки и неактивное поглощение в активной среде. Наличие узких полос поглощения твердотельных активных сред по сравнению со спектром излучения ламп накачки приводит к тому, что значительная часть энергии ламп накачки не используется активной средой, либо используется недостаточно эффективно. Кроме того, спектральные компоненты активной среды со слабым поглощением требуют применения многократных проходов.

Для увеличения эффективности накачки необходимо обеспечить спектральное преобразование части излучения накачки, не поглощенной в активной среде, в область ее активного поглощения. При определенных условиях таким эффективным переизлучателем может являться сама плазма лампы накачки. Возвращение в лампу не поглощаемой в активной среде световой энергии и последующее ее переизлучение с потерями не более 20% является энергетически выгодными ("световой котел")[1].

”Световой котел” реализуется в наибольшей степени, когда активная среда находится между отражателем и слоем плазмы, то есть с коаксиальным активным элементом. С таким элементом из неодимового стекла в работе [1] реализован КПД в режиме свободной генерации, равный 9% по отношению к электрической энергии. В системе накачки типа ”светового котла” при размещении активных элементов Nd:YAG симметрично вокруг лампы накачки с плотной их упаковкой в кварцевом моноблоке получен КПД лазера ~3% в режиме гигантского импульса [2].

Эффективность преобразования излучения накачки может быть повышена при использовании в качестве материала отражателя в осветителе окиси циркония ( $ZrO_2$ ) или силикатной керамики (керсила), которые характеризуются высокой степенью диффузного отражения в области спектра от 400 до 1000 нм, и возможностью легирования различными материалами для преобразования спектра отраженного света. Применение отражателей из керсила в оптических системах накачки лазеров повышает КПД лазеров на 30%, улучшает энергетические и пространственные характеристики излучения, повышает долговечность и надежность лазерных систем. Созданы отражатели из керсила поглощающие УФ-излучение накачки и преобразующие это излучение в область полос поглощения твердотельных сред [3]. Для отсечки УФ-излучения накачки используются также лампы из кварцевого стекла с титаносиликатным покрытием [4].

В работах [5,6] УФ-излучение ламп накачки преобразовывалось в зеленую область спектра, в одну из полос поглощения ионов хрома в кристалле алксандрита, раствором красителя КН-120.

## 1.1 Селективная накачка активной среды

Селективная накачка твердотельных сред реализуется при использовании как газоразрядных источников узкополосного излучения, так и лазерных полупроводниковых излучателей. Основное противоречие, возникающее при создании селективных импульсных ламп накачки, заключается в требовании высокой яркости плазмы, которая достигается только при высокой температуре и плотности плазмы. В этом случае плазма лампы накачки становится практически непрозрачной, а спектр ее сплошным. В непрерывных дуговых лампах накачки можно обеспечить узкополосность спектра излучения, что и реализовано в криптоновых газоразрядных лампах, которые с успехом используются для накачки непрерывных твердотельных лазеров.

Сапфировые лампы с добавками щелочных металлов являются эф-

фективным средством для накачки низкопороговых твердотельных сред при невысоких уровнях мощности накачки. При накачке Nd:YAG лазера калий-рубидиевой сапфировой лампой достигнута эффективность накачки в два раза выше [7], чем криптоновой лампой, благодаря лучшему согласованию спектра излучения резонансных линий калия и рубидия со спектром поглощения кристалла граната.

Применение гибридных режимов питания газоразрядных ламп с постоянной и импульсной составляющей разряда позволяет изменять спектр излучения лампы накачки и повысить ее эффективность [8].

## 1.2 Лазерная накачка

Лазерная накачка по сравнению с ламповой увеличивает эффективность по энергозатратам практически на два порядка, что существенно расширяет возможности использования редкоземельных активных сред. Рост энергозатрат позволяет существенно снизить требования к верхнему рабочему уровню, к времени его жизни и сечению лазерного перехода. Это приводит к существенному увеличению коэффициента усиления активных сред и росту энергии генерации.

Применение лазерной накачки позволяет значительно уменьшить уровень технических возмущений активной среды и резонатора, сократить длину активной среды без потери ее общего усиления, увеличить предельную плотность потока лазерного излучения, решить проблему самофокусировки излучения в оптических усилителях.

## 1.3 Накачка лазерными диодами

В последние годы значительно расширяется использование полупроводниковых лазеров для лазерной накачки твердотельных лазеров [9,10]. Это обусловлено достаточно быстрым развитием технологии создания мощных светоизлучающих диодов, матриц и полупроводниковых лазеров.

Основное преимущество твердотельных лазеров с диодной накачкой по сравнению с ламповой накачкой – это более высокий КПД. Среди твердотельных лазеров наиболее широкое распространение получили неодимовые лазеры, КПД которых при ламповой накачке не превышает 1 - 3%. Это обусловлено плохим согласованием полос поглощения ионов неодима с широким спектром излучения ламп накачки. Лазерные диоды в отличие от ламп имеют узкую спектральную линию излучения, позволяющую обеспечить хорошее согласование их спектра излучения с

полосами поглощения твердотельных активных сред. Разработка высокоэффективных лазерных диодных решеток на GaAlAs, излучающих на длине волны 810 нм с мощностью более 0.2 Вт, позволила достигнуть КПД 8% на Nd:YAG лазере в режиме генерации  $TEM_{00}$ -моды (одной нулевой поперечной моды) [11]. Увеличение мощности лазерной накачки до 1 Вт привело к созданию непрерывных одномодовых Nd:YAG лазеров с полным КПД более 10% [12,13]. При использовании ванадата иттрия с ионами неодима в качестве активной среды удалось реализовать КПД лазера 19% [14].

Твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают более высокой стабильностью частоты лазерного излучения по сравнению с лазерами с ламповой накачкой. Рекордная стабильность частоты твердотельных лазеров с ламповой накачкой составляет не лучше 17 кГц из-за наличия технических шумов, характерных для ламп накачки [15]. Использование диодной накачки и монолитного кольцевого резонатора с применением активной стабилизации позволило улучшить стабильность частоты генерации Nd:GGG лазера до 30 Гц [16].

Применение диодной накачки позволило радикально упростить конструкцию твердотельных лазеров, значительно снизить их вес и уменьшить габариты. Диодные источники накачки обладают более широкими функциональными возможностями управления режимом накачки по сравнению с ламповыми. Они позволяют регулировать в широком диапазоне длительность и форму импульса накачки, стабилизировать энергию накачки и значительно улучшить параметры генерации твердотельных лазеров. Использование диодной накачки увеличивает срок службы твердотельных лазеров, работающих как в непрерывном, так и импульсном режимах, более чем на порядок.

Наряду с перечисленными выше достоинствами следует отметить существующие на сегодня недостатки твердотельных лазеров с диодной накачкой по сравнению с ламповой: значительно меньшая энергия и мощность выходного излучения, и гораздо большая стоимость диодного источника накачки по сравнению с лампами.

В твердотельных лазерах с диодной накачкой используется две конфигурации системы накачки: продольная и поперечная. Продольная накачка (с торца активного элемента) позволяет реализовать хорошее модовое согласование и может обеспечить большую длину пути поглощения излучения, которая ослабляет требование к длине волны накачки, то есть к степени контроля температуры лазерного диода. Однако продольная накачка требует применения более высокомоощных диодов с низкой расходимостью излучения.

Применение поперечной накачки в твердотельных лазерах позволяет использовать большое количество диодных решеток, ориентированных параллельно оси активного элемента и перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения в резонаторе, что позволяет значительно увеличить мощность накачки. Как правило, для достижения максимального модового согласования излучения накачки диаметр активного элемента должен быть небольшим. Такое ограничение приводит к короткой длине ( $\sim 3$  мм) поглощения излучения накачки и к меньшей эффективности по сравнению с продольным способом накачки. Таким образом, для достижения соответствующего уровня выходной мощности в твердотельном лазере с поперечной накачкой требуется значительно больше количество лазерных диодов по сравнению с лазером с продольной накачкой. Несмотря на вышеперечисленные недостатки, поперечная накачка позволяет практически неограниченно повысить мощность излучения (до киловатного уровня) твердотельных лазеров с диодной накачкой.

## 2 Повышение концентрации примесных активных ионов

Концентрация активных ионов в большинстве твердотельных сред не превышает величины  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Увеличение концентрации примесных ионов приводит как к уширению полос поглощения и возрастанию их интенсивности, так и к концентрационному тушению люминесценции для большинства активных сред.

Однако у трехвалентных ионов эрбия в кристалле иттрий-эрбий алюминиевого граната на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{12/2}$  концентрационное тушение люминесценции отсутствует вплоть до концентраций ионов эрбия  $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и значительно возрастает эффективность генерации [17].

Эффект концентрационного тушения люминесценции достаточно сильно проявляется у ионов неодима  $\text{Nd}^{3+}$  в результате мультипольно-резонансного взаимодействия поглощательных ( ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}, {}^4I_{15/2}$ ) и излучательных ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}, {}^4I_{13/2}$ ) переходов соседних ионов. Это приводит к резкому падению времени жизни верхнего рабочего уровня  ${}^4F_{3/2}$  (рис. 1).

Устранение вредного воздействия эффекта концентрационного тушения люминесценции достигается в результате расстройки этих переходов путем смещения энергетических уровней и соответственно относи-



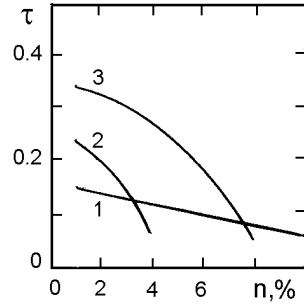


Рис. 1: Зависимости времени жизни  $\tau$  (мс) верхнего рабочего уровня  ${}^4F_{3/2}$  ионов  $\text{Nd}^{3+}$  от их концентрации  $n$  (%) в различных активных средах: 1 - Nd:KGW, 2 - Nd:YAG, 3 - Nd:CNPhS (КНФС).

тельного сдвига частот переходов, либо в результате уширения переходов путем подбора химического состава активной среды. Вероятность мультипольно-резонансного взаимодействия, которая при диполь-дипольном взаимодействии изменяется как  $1/r^6$ , резко уменьшается при увеличении расстояния  $r \geq 0.45$  нм между взаимодействующими ионами. При выполнении этого условия взаимодействие между ионами неодима, находящихся в узлах кристаллической решетки, сильно ослабляется несмотря на хороший резонанс электронных переходов.

Концентрации активных ионов неодима до  $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  без значительного тушения люминесценции была реализована в пентафосфатах неодима  $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$  [18] и тетрафосфатах неодима  $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$  [19]. Однако эти среды очень нестойки и разлагаются при нагревании. Кроме того, достаточно трудно вырастить монокристаллы крупных размеров. Поэтому эти среды используются в основном для создания минилазеров.

В работе [20] была получена генерация на Li-Nd-La-фосфатном стекле (КНФС) с концентрацией ионов неодима  $3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  без существенного тушения люминесценции. Стекло КНФС обеспечивают более узкую линию генерации, меньший порог и более высокий КПД генерации, чем силикатное и фосфатное стекла. Однако стекла КНФС не нашли широкого применения вследствие низких их значений коэффициентов теплопроводности, твердости и высокой гигроскопичности.

Кристаллы калий-гадолиниевого вольфрамата ( $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ , KGW) с концентрацией ионов неодима более  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  обладают также небольшим концентрационным тушением люминесценции и высокой эффектив-

ностью генерации [21]. Nd:KGW-лазер имеет в два раза больший КПД в режиме свободной генерации и в четыре раза более высокую энергию гигантского импульса, чем Nd:YAG-лазер.

Высокую концентрацию активных ионов можно обеспечить, используя разупорядоченные кристаллы, которые представляют собой смешанные соединения (твердые растворы) [22]. В таких кристаллах активные ионы попадают в различные позиции, отличающиеся силой и симметрией кристаллического поля. Эти структурные вариации кристаллического поля носят статистическую природу и приводят к расстройке резонанса между ионами, находящимися в различных позициях, что влечет ослабление резонансной связи между соседними активаторными ионами. Эти кристаллы имеют широкие и неоднородные полосы люминесценции, мало изменяющиеся с температурой. Полосы поглощения в этих кристаллах также более широкие и интенсивные, концентрационное тушение люминесценции ослаблено. Вследствие этого эффективность использования излучения ламп накачки увеличивается в несколько раз и лазеры на этих матрицах могут иметь более низкие пороги и больший КПД, чем лазеры на простых кристаллах.

### **3 Сенсбилизация лазерных твердотельных сред**

Повышение эффективности генерации может быть достигнуто путем создания двукратно или даже трехкратно активированных матриц. Благодаря этому разделяются функции поглощения энергии накачки одним видом активатора и функции излучения другим. Этот метод называется сенсбилизацией. Сенсбилизатор должен эффективно поглощать энергию накачки и не менее эффективно передавать возбуждение генерирующему активатору. Это удовлетворяется при выполнении целого ряда требований [23] к сенсбилизатору: эффективное расширение спектра возбуждения активной среды; наличие метастабильного уровня выше верхнего рабочего уровня активатора; отсутствие других уровней, способных захватить возбуждение активатора; отсутствие основного или наведенного поглощения на длине волны генерации. Поскольку одновременно удовлетворить перечисленным выше требованиям практически очень трудно, то поэтому к настоящему времени реализовано ограниченное число эффективных сенсбилизированных активных сред.

Наиболее эффективным соактиватором в кристаллах и стеклах с трех-

валентными редкоземельными элементами показал себя ион трехвалентного хрома. Ионы хрома  $\text{Cr}^{3+}$  в силу особенностей электронной конфигурации предпочитают занимать в кристаллах положение с октаэдрической координационной сферой. Ионы хрома имеют широкие интенсивные полосы поглощения, перекрывающие практически весь видимый спектральный диапазон. Эффективно поглощая излучение накачки, ионы трехвалентного хрома передают возбуждение по мультипольно-резонансному механизму на верхний рабочий уровень активатора. Кроме того, энергия некоторых уровней ионов хрома в значительной степени зависит от силы кристаллического поля  $D_q$  [24] (рис.2). Основную роль в процессе обмена взаимодействием играет энергетический зазор  $\Delta E$  между уровнями  ${}^2E$  и  ${}^4T_2$  ионов хрома [25].

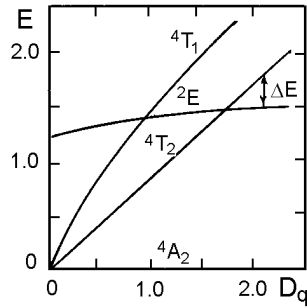


Рис. 2: Зависимости энергий  $E \cdot 10^3 (\text{см}^{-1})$  некоторых уровней ионов  $\text{Cr}^{3+}$  от силы кристаллического поля  $D_q \cdot 10^3 (\text{см}^{-1})$ .

По мере увеличения силы кристаллического поля возрастает энергетический зазор между уровнями  ${}^2E$  и  ${}^4T_2$ . В кристалле рубина ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) сила кристаллического поля такова, что величина энергетического зазора составляет  $\Delta E = 2300 \text{ см}^{-1}$ , в иттрий-алюминиевом гранате ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) –  $1300 \text{ см}^{-1}$ , поэтому возбуждение релаксирует с долгоживущего уровня  ${}^2E$  на основной уровень  ${}^4A_2$ , минуя уровень  ${}^4T_2$ , а в кристаллах GSGG энергетический зазор  $\Delta E$  составляет всего  $80 \text{ см}^{-1}$  [17] (рис.3).

При комнатной температуре электроны энергией теплового возбуждения забрасываются с метастабильного уровня  ${}^2$  на короткоживущий уровень  ${}^4_2$ , который релаксирует через сильный переход  ${}^4_2 \rightarrow {}^4_2$  в виде широкой спектральной полосы люминесценции. Этот переход попадает в резонанс с поглощательными переходами ионов неодима, эрбия, иттер-

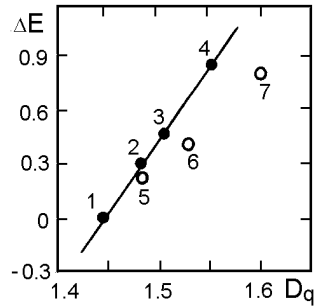


Рис. 3: Величины энергетического зазора  $\Delta E \cdot 10^3 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  между уровнями  ${}^2E$  и  ${}^4T_2$  ионов  $\text{Cr}^{3+}$  от силы кристаллического поля  $D_q \cdot 10^3 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  для различных кристаллов с ионами  $\text{Cr}^{3+}$ : 1 - GSGG, 2 - GGG, 3 - YGG, 4 - YAG, 5 - YSGG, 6 - изумруд, 7 - alexandrite.

бия и некоторых других ионов. При правильном подборе концентраций хрома и ионов активатора квантовый выход передачи близок к единице.

Передача энергии возбуждения от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  к ионам  $\text{Nd}^{3+}$  происходит не из метастабильного состояния  ${}^2E$ , а из состояния  ${}^4T_2$ . Малая величина энергетического зазора между ними приводит к быстрому заселению уровня  ${}^4_2$ . Спектр широкополосной люминесценции с этого уровня хорошо перекрывается со спектром поглощения ионов неодима, что приводит к высокой скорости безизлучательной передачи энергии. Быстрая, по сравнению со скоростью дезактивации верхнего рабочего уровня  ${}^4F_{3/2}$  ионов неодима, передача энергии возбуждения от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  к ионам  $\text{Nd}^{3+}$  возможна при условии, когда  $\Delta E \leq kT$

На кристалле иттрий-скандий-галлиевого граната, активированного ионами хрома и неодима (Nd:Cr:YSGG) был получен КПД лазерной генерации 7.8%, а в лазере Nd:Cr:GSGG при тех же условиях – 7.1% [26].

#### 4 Кроссрелаксационные и ступенчатые схемы накачки лазерных переходов

В трех- и четырехуровневых схемах генерации важную роль играют безизлучательные переходы, обеспечивающие конверсию энергии к верхнему рабочему уровню и расселение нижнего рабочего уровня (в четырехуровневой схеме). Эти же переходы составляют основу тепловыделения

и определяют эффективность среды, а тепловыделение порождает ряд теплофизических факторов, осложняющих реализацию лазерной генерации [23]. Особенно это актуально для лазеров инфракрасного диапазона с длиной волны генерации больше или порядка 2 мкм, у которых средний квант накачки в 5-10 раз превышает квант генерации. Разработка схем возбуждения, обеспечивающих при широкополосной накачке повышение эффективности генерации за счет снижения тепловыделения, является одним из значительных достижений физики твердотельных лазеров [27].

Использование каскадного возбуждения лазерного перехода между одной парой возбужденных уровней может приводить к инверсии населенностей на уровнях, расположенных ниже. Промежуточный лазерный переход при наличии лазерного каскада до трех, четырех и более ступеней, будет улучшать эффективность работы предшествующего канала генерации, опустошая его нижний рабочий уровень. Многоступенчатое излучательное экстрагирование энергии, вложенной в среду, и обусловленное этим подавление безизлучательной релаксации уровней лазерного каскада, приводит к значительному снижению тепловыделения в среде и повышению суммарного КПД генерации. Эти схемы дают также возможность расширения диапазона генерируемых длин волн [28].

К настоящему времени реализованы уже десятки вариантов каскадных схем с применением активированных редкоземельными ионами фторидных и кислородосодержащих кристаллов. Спектральный диапазон генерации простирается до 5,15 мкм. Реализована генерация на ионах празеодима, неодима, гольмия, эрбия и туллия [29,30].

Существует еще один физический процесс, способный конкурировать с безизлучательными переходами, называемый кроссрелаксация, - перенос энергии возбуждения, при котором донор отдает акцептору лишь часть своей энергии возбуждения. В результате происходит удвоение, а иногда утроение возбуждения, и в некоторых средах квантовая эффективность процесса может превышать единицу. В случае транспортировки группы электронных возбуждений, возникающих в ходе кроссрелаксации к верхнему лазерному уровню с квантовой эффективностью, близкой к единице, происходит эффективное преобразование их в генерацию [31]. Кроссрелаксация активизируется с ростом концентрации активаторов, поэтому многие высококонцентрированные системы содержат в своих рабочих схемах кроссрелаксационные стадии.

В кристалле иттрий-эрбий-алюминиевом гранате на переходе ионов эрбия  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  с концентрацией эрбия свыше  $10^{21} \text{ см}^{-3}$  получена генерация на длине волны излучения 2,9 мкм со средней выходной мощностью более 20 Вт. В процессе кроссрелаксации здесь происходит

перенос возбуждения с долгоживущего нижнего лазерного уровня ( $\tau = 6$  мс) к относительно быстрорелаксирующему верхнему уровню ( $\tau = 100$  мкс). Это происходит при скоростях возбуждающей накачки больших некоторой критической. Вероятность взаимодействия возбужденных ионов зависит от населенности верхнего лазерного уровня. В этом случае лазерный переход перестает быть самоограниченным и возможно установление стационарной инверсии. В режиме стационарной генерации при поглощении одного кванта в видимой области спектра может излучаться три кванта в трехмикронном диапазоне [27].

Исследования механизмов кроссрелаксации в кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната с ионами трехвалентного туллия привело к реализации непрерывной генерации излучения с длиной волны 2,02 мкм при накачке излучением лазера на алюмо-иттриевом гранате с неодимом [32].

Для повышения эффективности излучения накачки используют также ступенчатую сенсбилизацию или процессы суммирования возбуждений. Эти процессы по физической сути близки к кроссрелаксационным и представляют собой безизлучательную передачу возбуждения от одного активного центра к другому. Прежде всего, являясь дополнительным каналом релаксации возбуждений, они способны улучшить работу лазерных переходов, заканчивающихся на метастабильных уровнях. Во-вторых, ступенчатые процессы могут обеспечить эффективное использование энергии, поглощенной в полосах, связанных с уровнями, расположенными ниже верхнего рабочего уровня лазерного перехода, которая в традиционных схемах считается потерянной безвозвратно. И, наконец, возможно эффективное вовлечение электронных возбуждений, запасенных на накопительных уровнях в ходе предшествующей кроссрелаксационной конверсии поглощенной энергии, в процессе накачки лазерного перехода. При этом квантовая эффективность возбуждения накопительных уровней в полосах накачки среды автоматически переносится на рабочий уровень генерирующего перехода [23].

Развитие исследований в этом направлении связано с выявлением механизмов и особенностей заселенности основных и промежуточных уровней передачи энергии накачки [33,34] с целью достижения эффективных параметров излучения и оптимизации условий генерации [35].

## 5 Низкопороговые твердотельные среды

Кроме КПД очень важной характеристикой твердотельного лазера является порог генерации,- это минимальное значение энергии накачки, при которой начинается генерация. Основным критерием низкопороговой среды являются высокое значение сечения лазерного перехода.

Широко распространенный кристалл Nd:YAG имеет сечение лазерного перехода на длине волны излучения 1064 нм  $\sigma=3.3 \cdot 10^{-19} \text{см}^2$  [36]. Известны активные твердотельные среды с более высоким сечением лазерного перехода, это германаты редких земель, кристалл NaYGeO<sub>4</sub> с неодимом имеет сечение перехода на длине волны 1.06 мкм  $\sigma_{1.06}=4.1 \cdot 10^{-19} \text{см}^2$  [37]. Такое же высокое сечение лазерного перехода  $\sigma_{1.06}=6 \cdot 10^{-19} \text{см}^2$  и низкий порог генерации имеет кристалл ванадата кадмия с неодимом (Nd:CdVO<sub>4</sub>) [38]. В последние годы получена генерация на новых низкопороговых и эффективных активных средах: скандоборате лантана, активированного ионами неодима и хрома (Nd<sup>3+</sup>:Cr<sup>3+</sup>:LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>) [39], Nd<sup>3+</sup>:LaBGeO<sub>5</sub> [40] и тетрафториде лития-иттрия (LiYF<sub>4</sub>) с празеодимом [41]. Высокое значение сечения лазерного перехода и низкий порог генерации имеет также кристалл калийгадолиниевого вольфрамата с неодимом (Nd:KGW) [21]. Исследования этих кристаллов позволит существенно повысить эффективность генерации твердотельных лазеров.

## 6 Расширение спектрального диапазона генерации

Расширение спектрального диапазона генерации твердотельных лазеров имеет большое научное и практическое значение. Исследования в этом направлении можно разделить условно на две большие группы: 1) создание лазерных источников, генерирующих излучение в новых областях спектра; 2) разработка твердотельных активных сред, имеющих широкие полосы усиления. К первым можно отнести упоминавшиеся ранее лазерные источники ближнего инфракрасного диапазона генерации (1,5-5 мкм), основанные на излучающих переходах в редкоземельных ионах. Применение методов нелинейной оптики также позволяет существенно расширить спектральный диапазон когерентного излучения с помощью генерации гармоник, смещения частот и параметрического преобразования частоты. В последнее время интенсивно ведутся исследования по созданию активных сред, имеющих широкие полосы усиления. Такой

тип активных сред привлекателен с двух сторон: получение плавно перестраиваемой в широком спектральном диапазоне лазерной генерации и генерация предельно коротких световых импульсов методами синхронизации мод.

Из широкополосных твердотельных сред следует отметить кристаллы, активированные ионами группы переходных металлов. Один из первых ионных кристаллов – кристалл александрита, на котором была впервые получена генерация на электронно-колебательном переходе ионов хрома  ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$  [42]. В работах [5,6,43,44] детально исследованы энергетические и впервые спектрально-временные параметры свободной генерации лазера на александрите, получена перестраиваемая генерация в диапазоне 700 - 800 нм. Это стимулировало разработку новых активных сред с ионами хрома. Генерация ионов  $\text{Cr}^{3+}$  на электронно-колебательном переходе была реализована и исследована на кристаллах: изумруда ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$ ) [45,46], перовскита ( $\text{KZnF}_3$ ), гексаалюмината бериллия ( $\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ ),  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{SrAlF}_5$ ,  $\text{ScBO}_3$ ,  $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$ ,  $\text{KSc}(\text{WO}_4)_2$  и других. К настоящему времени достаточно хорошо изучены кристаллы редкоземельных-галлиевых гранатов с хромом, генерирующих на электронно-колебательном переходе  ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ , на которых получена перестраиваемая генерация в спектральных диапазонах: 740-830 нм ( $\text{Nd}:\text{GSGG}$ ), 710-790 нм ( $\text{Nd}:\text{YSGG}$ ) и 760-810 нм ( $\text{Nd}:\text{GSAG}$ ) [6,44].

Уникальной активной средой среди всех существующих активных сред является кристалл сапфира с ионами титана ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ), имеющий самую широкую среди активных сред линию усиления 680-1100 нм. В спектрометре на основе титан-сапфирового лазера реализована непрерывно перестраиваемая генерация в диапазоне 202-3180 нм. На этом кристалле были получены рекордные световые импульсы с длительностью 10 фс.

## 7 Повышение лучевой прочности твердотельных сред

Проблема лучевой прочности твердотельных активных сред связана с проблемой лазерного разрушения прозрачных материалов. Механизмы лазерного разрушения можно разделить на две группы [47]: 1) определяемые нагревом поглощающих дефектов в среде; 2) связанные с ударной и мгновенной ионизацией, приводящей к возникновению в среде оптического пробоя.



Наибольшее значение по порогу разрушения среды играют металлические и неметаллические включения. Для стекол объемная лучевая прочность при импульсах излучения длительностью 30 нс составляет: при содержании металлических включений – 15 Дж/см<sup>2</sup>, при содержании керамических включений – 150 Дж/см<sup>2</sup>, при отсутствии включений – 400-500 Дж/см<sup>2</sup> [48]. В этом случае происходит тепловой пробой или взрыв за счет значительного локального нагрева в местах включений, поглощающих излучение. Включения обычно появляются в процессах роста кристаллов или варки стекла, происходящих при высоких температурах, как микрочастицы материала тигля. Совершенствование или изменение технологии роста лазерных активных сред и очистка исходных материалов может свести количество микровключений к минимуму и подавить этот механизм разрушения.

Собственно пробой обычно связывают с возникновением допороговой лавинной или многофотонной ионизации дефектов или собственных состояний матрицы под действием поля световой волны, ведущей к росту поглощения за счет появления возбужденных носителей и центров окраски [48].

Существенную роль в разрушении активной среды могут играть нелинейные процессы, сопровождающие распространение излучения в среде, в частности самофокусировка. Порог разрушения в этом случае определяется не собственной лучевой стойкостью материала, а порогом самофокусировки [47].

В процессах лазерного разрушения важную роль играет эффект накопления. Суть его в том, что микроразрушения оптического материала образуются в результате воздействия серии импульсов лазерного излучения при интенсивностях ниже порога одноимпульсного разрушения. При наличии в среде поглощающих включений это может быть обусловлено накоплением необратимых изменений в среде. В случае отсутствия включений эффект накопления так же проявляется, но причины этого пока не установлены [48].

Все вышеупомянутые механизмы работают и на поверхности активной среды. Но из-за значительно большей, чем в объеме среды, концентрации дефектов в приповерхностном слое наблюдается большой разброс значений порога пробоя от образца к образцу, как правило, пороги лазерного разрушения поверхностей ниже (в два и более раз) объемных разрушений [48].

Достоверно показано, что когда самофокусировка излучения в среде исключена, и энергия квантов света меньше полуширины запрещенной зоны и отсутствуют пространственно-временные флуктуации лазерного

излучения (излучение одномодовое и одночастотное), порог собственного пробоя является константой среды, не зависящей от параметров излучения и составляет для стекла К8 величину порядка  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [48].

## 8 Новые оптические схемы твердотельных лазеров

В последние годы разработаны новые схемы и конструкции твердотельных лазеров, позволяющие получать высокие мощности и энергии излучения с высокой степенью пространственной и временной когерентности. В твердотельных лазерах большая часть энергии накачки не преобразуется в излучение генерации лазеров, а переходит в тепловую энергию, в том числе в нагрев активного элемента. Отвод тепловой энергии от активного элемента осуществляется с его поверхности потоками жидкости. В результате в активной среде возникают тепловые градиенты и термооптические деформации, которые приводят к искажению волнового фронта излучения, проходящего через активную среду.

Применение схемы с механическим выносом тепла из канала возбуждения позволяет устранить термооптические деформации активной среды [49] и получить высокую среднюю мощность генерации ( $\geq 1$  кВт) при дифракционной расходимости излучения ( $\leq 1$  мрад). Использование тонких плоских пластин вместо круглых стержней [50] при условии однородности накачки позволило существенно повысить энергетические параметры генерации при значительном улучшении пространственных характеристик излучения.

В работе [51] предложена схема лазера с пластинчатым активным элементом с зигзагообразным проходом генерируемого излучения через пластины. Это позволило компенсировать термооптические искажения, наведенные в активном стержне, излучением накачки. Излучение накачки наводит в пластинчатых активных элементах бифокальные линзы с двулучепреломлением [48]. В схемах с зигзагообразным проходом эти искажения компенсируются, складываясь при проходе пучка от одной плоскости к другой с противоположными знаками. За счет этой компенсации реализуются высокие пространственные и угловые характеристики излучения. В оптимизированных, компактных схемах получена мощность непрерывной генерации более 0,5 кВт при высокой когерентности пучка [52].

## Литература

- [1] Мак А.А., Фромзель В.А., Щербаков А.А. и др. // ОМП, 1983, N 1, с.58.
- [2] Гондра А.Д., Градов В.М., Дыбко В.В. и др. // Квант. электрон., 1987, т.14, N 12, с.2449-2450.
- [3] Павлова И.А., Жукова Е.М., Прохорова Т.И. // Электрон. техника, сер. Лазерная техника и оптоэлектрон., 1990, вып.3(55), с.108-109.
- [4] Древаль И.В., Пивоварова С.С. // Электрон. техника, сер. Лазерная техника и оптоэлектрон., 1990, вып.3(55), с. 108.
- [5] Анциферов В.В., Алимписев А.И., Иванов Е.В. // ЖТФ, 1992, т.62, N 3, с.9-17.
- [6] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. // Препринт ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1993, N 93-107, 26с.
- [7] Антропов Н.И., Гайдукое Е.Н., Павлов В.В. // Электрон. техника, сер. Лазерная техника и оптоэлектрон., 1990, вып.3(55), с.106-107.
- [8] Данилов А.А., Полушкин В.Г., Сорокин С.Н. // Квант. электрон., 1990, т.17, N 10, с.1258-1259.
- [9] Дьякова Ю.Г., Куратев И.И., Мирошниченко Т.А. // Обзоры по электронной технике, сер.11, Лазерная техника и оптоэлектроника, 1989, вып.6, 72 с.
- [10] Куратев И.И., Цветков Ю.В. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, N 10, с.1994-2001.
- [11] Sipes D.L.//Appl. Phys. Lett., 1985, v.47, N1, p.74.
- [12] Куратев И.И. //Электрон. промыш., 1987, вып.9(167),с.97.
- [13] Berger J., Welch D.F., Scrifes D.D., et.al // Appl. Phys. Lett., 1987, v.51, p.1212.
- [14] Fields R.A., Rose T.S., Innocenci M.E., et.al // Techn. Digest. Conf. on Tunable Solid State Lasers Opt. Soc. of America 1989.
- [15] Витрищак И.Б., Муравицкий С.Г., Орлов О.А., Устюгов В.И.// Письма ЖТФ, 1989, т.15, с.36.
- [16] Day T., Nilson A.C., Fejer M.M., et.al // Electron. Lett., 1989, v.25, p.810.
- [17] Осико В.В.//Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, N8, с. 1285-1294.
- [18] Danielmeyer H.G., Weber H.P.// IEEE J. Quant. Electron., 1972, v.QE-8, p.805-808.
- [19] Chinn S.R, Zwicker W.K.// Appl. Phys. Lett., 1977, v.31, N 3, p.178.
- [20] Батыгов Б.И., Осико В.В., Пашинин П.П. и др // Квант. электрон., 1976, т.3, N 10, с.2243-2246.

- [21] *Гулев В.С., Павлюк А.А., Пивцов В.С.*// ЖПС, 1980, т.32, N 2, с.241-245.
- [22] *Воронько Ю.К., Каминский А.А., Осико В.В.*// Изв. АН СССР, не-орг. матер., 1966, т.2, N 7, с.1161-1170.
- [23] *Антипенко Б.М., Мак А.А.*// Спектроскопия кристаллов, Л.: Наука, 1985, с.5-21.
- [24] *Tanabe Y., Sugano R.L.*// J. Phys. Soc. Japan, 1954, v.9, p.760.
- [25] *Жариков Е.В., Осико В.В., Прохоров А.М. и др.*// Изв. АН СССР, 1984, т.48, N 7, с.1330-1342.
- [26] *Данилов А.А., Жариков Е.В., Заварцев Ю.Д. и др.*// Квант. электрон., 1987, т.14., N 8, с.1651-1652.
- [27] *Прохоров А.М.*//УФН, 1986, т.148, вып.1, с.7-33.
- [28] *Каминский А.А.*// Изв. АН СССР, 1971, т.7, N 5, с.904-907.
- [29] *Esterovitz L., Eckardt R.C., Allen R.E.*// Appl. Phys. Lett., 1979, v.35, N 3, p.236-239.
- [30] *Антипенко Б.М., Крутова Л.И., Сухарева Л.К.*// Оптика и спектр., 1986, т.61, N 3, с.659-661.
- [31] *Антипенко Б.М., Воронин С.П., Подколотина И.Г. и др.*// Письма ЖТФ, 1978, т.4, вып.2, с.80-83.
- [32] *Воронько Ю.К., Гессен С.Б., Еськов Н.А. и др.*// Квант. электрон., 1996, т.23, N 3, с.229-230.
- [33] *Антипенко Б.М., Воронин С.П., Майборода В.Ф. и др.*// Квант. электрон., 1986, т.13, N 5. с.980-988.
- [34] *Жеков В.И., Лобачев В.А., Мурина Т.М. и др.* // Квант. электрон., 1989, т.16, N 6, с.1138-1140.
- [35] *Hangle-Hanssen C., Djeu N.* // IEEE J. Quant. Electron., 1994, v.30, N 2, p.275-279.
- [36] *Каминский А.А.*//Физика и спектроскопия лазерных кристаллов, М: Наука, 1986.
- [37] *Каминский А.А., Тимофеева В.А., Агамалян Н.Р. и др.*// Кристаллография,1982, т.27, вып.3, с.522-527.
- [38] *Загуменный А.И., Остроумов В.Г., Щербаков И.А. и др.*// Квант. электрон., 1992, т.19, N 12, с.1149-1150.
- [39] *Кутовой С.А., Лаптев В.В., Мацеев С.Ю.*// Квант. электрон., 1991, т.18, N 2, с.149-150.
- [40] *Каминский А.А., Милль Б.В., Буташии А.В.*// Квант. электрон., 1990, т.17, n 8, с.957-958.

- [41] Каминский А.А., Пелевин А.В.// Квант. электрон., 1991, т.18, N 8, с.905-906.
- [42] Shand M.L., Walling I.C.// IEEE J. Quant. Electron., 1982, v.18, N 7, p.1152-1155.
- [43] Анциферов В.В., Калягин В.А., Хабурзания Г.В.// Препринт, г.Москва, ЦНИИАтоминформ, СФТИ, N 89-1, 1989.
- [44] Анциферов В.В. // Лазерная техника и оптоэлектроника, 1993, вып.3-4, с.30-43.
- [45] Гулев В.С., Елисеев А.П., Солнцев В.П. и др.// Квант. электрон., 1987, т.14, N 10, с.1990-1992.
- [46] Анциферов В.В., Смирнов Г.И.// Препринт ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1998, N 98-97.
- [47] Маненков А.А., Прохоров А.М.// УФН, 1986, т.148, вып.1, с.179-211.
- [48] Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А.// Лазеры на неодимовом стекле, М: Наука, 1990.
- [49] Basu S., Kane T.I., Byer R.L.// IEEE J. Quant. Electron., 1986, v.22, N 10, p.2052-2057.
- [50] Almasi J.C., Martin W.S.// Pat. US 3.631.362, H01S 3/08, 1971.
- [51] Martin W.S., Chernoch I.P. // Pat. US 3.633.126 H01S 3/08, 1972.
- [52] Lu Q., Dong S., Weber H.// Optics Comm., 1993, v.99, N 3,4, p.201-206.