

621.378.32

НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

A. M. Прохоров

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	7
2. Лазеры на основе кристаллов хромсодержащих галлиевых гранатов	8
3. Лазеры на высококонцентрированном стекле КНФС	14
3.1. Свободная генерация	16
3.2. Режим модулированной добротности	16
3.3. Режим импульсно-периодической генерации	17
4. Лазеры среднего ИК диапазона на кристаллах $(Y, Er)_3Al_5O_{12}$ и на эрбиевых стеклах	18
5. Перестраиваемые лазеры на кристаллах фторида лития с центрами окраски	21
Список литературы	28

1. ВВЕДЕНИЕ

В этом году во всех развитых странах мира широко отмечается 25-летие лазера. На протяжении прошедших 25 лет лазеры разных типов непрерывно совершенствовались, что позволило многим из них прочно занять свое место в целом ряде важных практических применений: в технике связи и медицине, в технологии и локации, в науке и экологии. Во всех перечисленных областях использование лазеров привело к революционным изменениям.

Необходимо отметить, что прошедшие четверть века характеризовались острой конкуренцией лазеров различного типа. В разные периоды предпочтение получал то один, то другой тип лазера. Несмотря на сильную конкуренцию, наибольшее практическое использование получили лазеры на твердом теле — на кристаллах и стеклах. Так, например, согласно статистике, приведенной в¹, 42% суммы от продажи лазеров на мировом рынке (без социалистических стран) приходится на твердотельные лазеры. Более половины объема продаж твердотельных лазеров приходится на лазеры на основе иттрий-алюминиевого граната с неодимом (ИАГ-Nd). Эти данные отражают состояние дел на 1982 г. За последние три года доля твердотельных лазеров имеет тенденцию к дальнейшему росту.

Причина столь широкого распространения твердотельных лазеров состоит в том, что, хотя они и не держат рекордов по отдельным параметрам (например, по средней мощности излучения или по к.п.д.), по совокупности важнейших параметров они являются несомненными лидерами. Основным достоинством твердотельных лазеров служит сочетание высоких энергетических параметров генерации (энергия в импульсе до 10^4 Дж, средняя мощность генерации до 700 Вт) со способностью работать в разнообразных режимах — от режима ультракоротких импульсов пикосекундной длительности (<1 пс) до режима непрерывной генерации большой мощности, исключительной надежностью и долговечностью; при этом они весьма компактны.

За последние годы больших успехов достигла физика активированных кристаллов и стекол. Были поняты и изучены важнейшие закономерности

формирования активных центров в лазерных матрицах^{2,3}, процессы переноса и передачи энергии электронного возбуждения между ионами активной примеси^{4,5-8}, зависимость спектрально-люминесцентных и лазерных свойств от состава и структуры лазерной матрицы^{4-6,8-11}. В результате появилось новое поколение активных сред — кристаллов и стекол, на основе которых созданы лазеры с плавно перестраиваемой в широкой области спектра длиной волны излучения, резко повысился к.п.д. лазеров на твердом теле; наконец, созданы лазеры, излучающие в ранее неосвоенных диапазонах длин волн, например в полуторамикрометровом и трехмикрометровом диапазонах. Среди новых «неодимовых» лазеров, излучающих на $\lambda = 1,06$ мкм, необходимо отметить лазеры:

- на концентрированных неодимовых фосфатных стеклах (КНФС)¹¹;
- на атермальных фосфатных стеклах¹²;
- на кристаллах гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом и неодимом (ГСГГ-Cr-Nd)^{10,13-18};
- на алюминате иттрия с неодимом¹⁹;
- на калий-гадолиниевом вольфрамате с неодимом (КГВ-Nd)²⁰.

Лазеры на ГСГГ-Cr-Nd обеспечивают эффективную генерацию на длине волны как 1,06 мкм, так и 0,9 мкм²¹. Среди «полуторамикрометровых» надо отметить лазеры на сложных стеклах с хромом, иттербием и эрбием²². Уникальными параметрами обладает эрбьевый лазер с излучением на $\lambda = 2,94$ мкм на кристаллах иттрий-эрбий-алюминиевого граната²³.

Компактные и надежные перестраиваемые лазеры, перекрывающие видимую и ближнюю ИК области спектра и работающие при комнатной температуре, созданы на кристаллах фторида лития с центрами окраски²⁴⁻²⁶, а также на кристаллах $\text{BeAl}_2\text{O}_4 - \text{Cr}^{3+}$ ²⁷, ГСГГ-Cr³⁺^{28,15,18} и $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Ti}^{3+}$ ^{29,30}. Перечисленные новые разработки не только резко повысили конкурентноспособность твердотельных лазеров по отношению к лазерам других типов, но и позволяют решить ряд важных практических задач.

2. ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ХРОМСОДЕРЖАЩИХ ГАЛЛИЕВЫХ ГРАНАТОВ

Несмотря на многочисленные достоинства, наиболее распространенные лазеры на кристаллах и стеклах имеют существенный недостаток — низкий к.п.д. генерации. Так, например, к.п.д. известного лазера на гранате с неодимом не превышает 1—2% как для импульсного, так и для непрерывного режимов³¹. Основной причиной этого недостатка является плохое согласование непрерывного спектра лампы накачки с полосатым по структуре и слабым поглощением неодима в активном элементе. Принципиальные пути повышения к.п.д. твердотельных лазеров известны. Нужно либо резко повысить концентрацию активной примеси (например, ионов неодима) и таким образом увеличить оптическую плотность активной среды, либо использовать двукратно активированные среды, содержащие дополнительную примесь, сильно поглощающую излучение лампы накачки и затем эффективно передающую ее активной примеси. Однако на пути осуществления обоих этих решений встретились принципиальные трудности. Так, простое повышение концентрации активной примеси в большинстве случаев не приводило к положительному результату из-за хорошо известного явления — концентрационного тушения люминесценции. Лишь в последние годы удалось раскрыть механизм концентрационного тушения в лазерных матрицах³²⁻⁴¹.

Результатом явилась разработка кристаллов и стекол с неодимом с аномально слабым концентрационным тушением люминесценции. Наиболее известными из них являются концентрированные неодимовые фосфатные стекла КНФС¹¹ и появившиеся вслед за ними стекла Q-100⁴², LHG-8⁴³, а также некоторые экспериментальные отечественные стекла. К.п.д. лазе-

ров на основе этих стекол намного (в 2—3 раза) выше, чем в известных ранее лазерах на гранате с неодимом и на неодимовых стеклах.

Значительный прогресс в физике и технике твердотельных лазеров связан с появлением получивших в последнее время известность кристаллов ГСГГ-Cr-Nd¹⁰. В этих двукратно активированных кристаллах ионы Cr³⁺, имеющие широкие сильные полосы поглощения, эффективно поглощают излучение накачки, переходят в возбужденное состояние и безызлучательно по мультипольно-резонансному механизму передают возбуждение на верхний рабочий уровень иона неодима.

Первая попытка использовать эффект сенсибилизации для повышения к.п.д. неодимовых лазеров была предпринята еще в 1964 г.⁴⁴. Это был лазер на кристаллах ИАГ-Cr-Nd, в котором в роли сенсибилизатора выступал ион Cr³⁺. Авторы этой работы сообщили о почти двукратном повышении к.п.д. [генерации в непрерывном режиме].

Однако впоследствии этот результат не получил развития, и в многочисленных практических применениях продолжают использоваться кристаллы ИАГ с одним неодимом. Понадобилось около 10 лет для того, чтобы разобраться в механизме взаимодействия в паре Cr³⁺ — Nd³⁺. В 1978 г. в работе⁴⁵ описаны кристаллы сложного хром-неодим-алюмобората. В этом кристалле впервые наблюдалась быстрая за время менее 100 нс передача энергии от Cr³⁺ к Nd³⁺. Мощность, необходимая для создания инверсной населенности на уровне ⁴F_{3/2} Nd³⁺, снижалась на порядок по сравнению с кристаллом, не содержащим хрома. Авторы объяснили высокую эффективность сенсибилизации тем, что в исследованном кристалле высока концентрация Nd³⁺ и, следовательно, достаточно малы расстояния между ионами Cr³⁺ и Nd³⁺. Важный шаг в понимании механизма передачи энергии в паре Cr³⁺ — Nd³⁺ был сделан в^{5,6,46–48}. Как было показано, решающую роль играет энергетический зазор ΔE между ²E- и ⁴T₂-уровнями энергии иона Cr³⁺ (рис. 1). Быстрая передача энергии от Cr³⁺ к Nd³⁺ (т. е. быстрая в сравнении со скоростью дезактивации верхнего рабочего уровня ⁴F_{3/2} Nd³⁺) возможна только при условии, если $\Delta E \leq kT$ (1). В частности, было показано, что схема уровней Cr³⁺ в кристалле ИАГ не удовлетворяет этому условию, и именно поэтому введение хрома в ИАГ-Nd не приводит к существенному выигрышу при импульсном возбуждении. Поиски кристаллов и стекол с эффективной передачей энергии возбуждения от хрома к неодиму привели к синтезу целого ряда кристаллов со структурой граната, активированных Cr³⁺ и Nd³⁺ и удовлетворяющих условию (1). В основном это сложные замещенные соединения, относящиеся к группе галлиевых гранатов. Среди них выдающимися свойствами обладает кристалл ГСГГ-Cr³⁺-Nd³⁺. По своему составу этот кристалл представляет собой сложный галлиевый гранат, в состав которого входят, кроме галлия, гадолиний, скандий, хром и неодим.

Спектр люминесценции Cr³⁺ в ГСГГ при 300 К представлен широкой электронно-колебательной полосой с максимумом при 750 нм (рис. 2) (переход ⁴T₂ → ⁴A₂ на схеме рис. 1). Важно, что люминесценция с ²E-уровня, ответственная за R-линии люминесценции Cr³⁺, полностью отсутствует при 300 К, что является следствием близости к нулю зазора ΔE между ²E и ⁴T₂. Детальное изучение кинетики распада возбужденных состояний Cr³⁺ и Nd³⁺, выполненное в^{13,49}, показало, что распад уровня Cr³⁺ в отсутствие Nd³⁺ экспоненциален с константой распада, равной 120 мкс, и не зависит от кон-

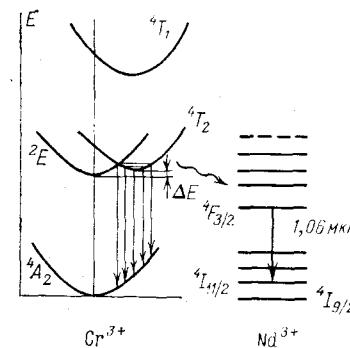


Рис. 1. Схема нижних энергетических состояний ионов Cr³⁺ и Nd³⁺

центрации хрома в кристалле при ее значении до $6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3). Это — важный факт. Он указывает, что в ГСГГ концентрационное тушение люминесценции Cr^{3+} не имеет места. При введении в кристалл Nd^{3+} время распада 4T_2 -уровня Cr^{3+} резко уменьшается. Распад становится неэкспоненциальным и может быть описан следующим выражением:

$$I(t) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_{\text{Cr}}} + \gamma t^{1/2} + \bar{w} t \right) \right], \quad (1)$$

где I_0 — нормированная интенсивность люминесценции в момент времени t_0 ,

$$\bar{\gamma} = \frac{4}{3} \pi^{3/2} n_{\text{Nd}} c_{\text{DA}}^{1/2} \quad (2)$$

— параметр статического переноса энергии $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$, n_{Nd} — концентрация неодима, c_{DA} — микропараметр взаимодействия, w — вероятность миграционно-обусловленной релаксации 4T_2 -состояния.

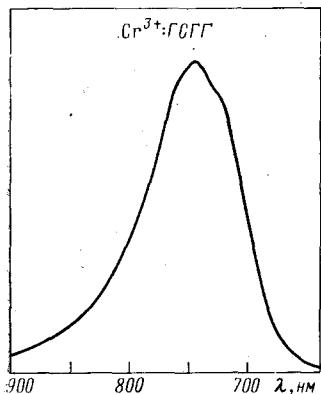


Рис. 2. Спектр люминесценции при 300 К Cr^{3+} в кристаллах ГСГГ¹⁸

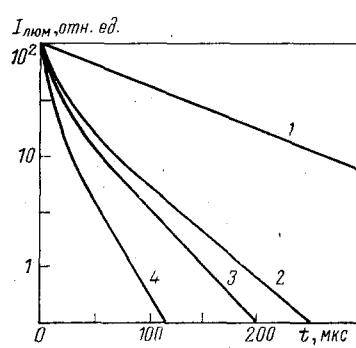


Рис. 3. Кривые распада возбужденного состояния 4T_2 иона Cr^{3+} в кристалле ГСГГ- Cr^{3+} (1) и в кристаллах ГСГГ- Cr^{3+} - Nd^{3+} при содержании $\text{Cr}^{3+} 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\text{Nd}^{3+} 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (2), $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (3) и $6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (4)⁵

Оказалось, таким образом, что γ линейно растет с концентрацией Nd^{3+} и не зависит (в согласии с (2)) от концентрации Cr^{3+} и при $n_{\text{Nd}} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ равна $210 \pm 20 \text{ с}^{-1}$, что ведет к $c_{\text{DA}} = 2 \cdot 10^{-38} \text{ см}^6/\text{с}$. Сравнение последней величины с c_{DA} для ИАГ- Cr-Nd , вычисленной в⁴⁷, показывает, что c_{DA} в случае ГСГГ в 20 раз больше, чем в случае ИАГ. Таким образом, в кристалле ГСГГ скорость передачи энергии от Cr^{3+} к Nd^{3+} может быть много выше скорости дезактивации верхнего лазерного уровня ${}^4F_{3/2} \text{ Nd}^{3+}$.

Таким образом, результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов ГСГГ- Cr-Nd свидетельствуют об эффективной сенсибилизации излучения ионов Nd^{3+} ионами Cr^{3+} .

В работах^{10, 47, 49} получены соотношения, связывающие генерационные и люминесцентные свойства этих кристаллов. Показано, что выигрыш в населенности верхнего лазерного уровня ${}^4F_{3/2} \text{ Nd}^{3+}$ при введении ионов Cr^{3+} в стационарном режиме составляет

$$q = 1 + \frac{N_0^{(\text{Cr})}}{N_0^{(\text{Nd})}} \frac{\gamma (\pi \tau_{\text{Cr}})^{1/2}}{2} \exp \left(\frac{\gamma^2 \pi_{\text{Cr}}}{4} \right) \left[1 - \Phi \left(\frac{\pi \tau_{\text{Cr}}^{1/2}}{2} \right) \right], \quad (3)$$

где $N_0^{(\text{Cr})}$ и $N_0^{(\text{Nd})}$ — плотность возбужденных непосредственно излучением лампы накачки ионов Cr^{3+} и Nd^{3+} соответственно, γ и τ_{cr} определены в (2,3),

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x e^{-z^2} dz$$

— интеграл ошибок.

Таким образом, эффективность сенсибилизации активной среды лазера со спектрально-неселективной накачкой определяется спектрами поглощения ионов донора и акцептора и величинами γ и τ_{cr} . На рис. 4, а представлены временные зависимости населенности уровня ${}^4F_{3/2}$ Nd^{3+} при 300 К в кристалле ИАГ с концентрацией неодима $1 \cdot 10^{20}$ и хрома $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. На рисунке приведены временные эволюции возбуждения неодима, полученные непосредственно от лампы накачки или от ионов хрома при накачке лампой ИСП-1000 при удельной электрической мощности, выделяемой в столбе плазмы $0,23 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-3}$. Видно, что введение хрома в ИАГ-Nd почти не

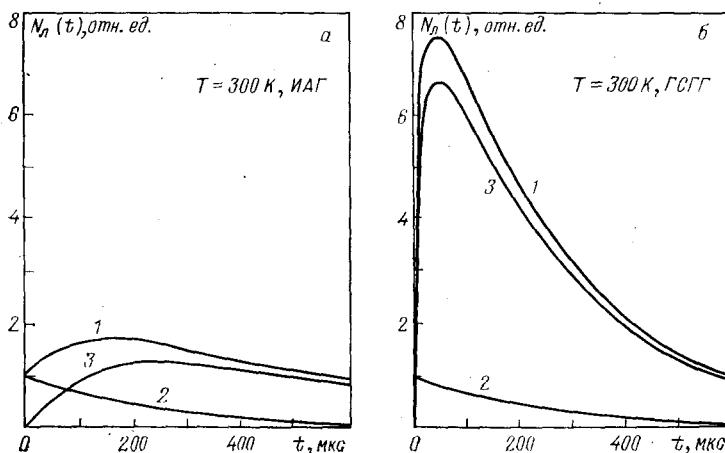


Рис. 4. Временные зависимости $N_n(t)$ населенности возбужденного состояния иона Nd^{3+} при 300 К в кристаллах, соактивированных ионами Cr^{3+} , при возбуждении δ -импульсами света, спектральный состав которого соответствует спектральному составу излучения лампы ИСП-1000 ⁴⁹.

а — Кристалл ИАГ с концентрациями неодима $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и хрома $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. б — Кристалл ГСГГ с концентрациями неодима $2 \cdot 10^{20}$ и хрома $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. 1 — суммарная кривая; 2 — возбуждаются только ионы неодима в собственные полосы поглощения; 3 — возбуждаются только ионы хрома, передающие затем возбуждение на верхний уровень неодима

приводит к выигрышу населенности верхнего лазерного уровня Nd^{3+} в случае импульсного режима. Совсем другая картина имеет место в случае кристаллов ГСГГ-Cr-Nd (рис. 4, б). Концентрации хрома и неодима равны соответственно $3 \cdot 10^{20}$ и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Кривые 2 и 3 представляют вклады в населенность энергии, непосредственно поглощенной ионами неодима, и энергии, поглощенной хромом и переданной затем неодиму. Кривая 1 описывает суммарную населенность уровня ${}^4F_{3/2}$ при возбуждении как непосредственно в полосы поглощения неодима, так и в полосы хрома. Видно, что в кристалле ГСГГ, в отличие от ИАГ, сенсибилизация приводит к значительному повышению населенности верхнего лазерного уровня Nd^{3+} . В ⁴⁹ выполнены расчеты оптимальной концентрации ионов Nd^{3+} при различной концентрации Cr для оптически тонких образцов ГСГГ-Cr-Nd. В табл. I приведены основные свойства кристаллов ГСГГ-Cr-Nd, важные с точки зрения их использования в лазерах.

Таблица I

Свойства кристаллов ГСГГ-Cr-Nd

Характеристика	Значение
Структура	Кубическая
Пространственная группа	$O_h^{10} - Ia\ 3d$
Постоянная решетки, Å	12,545
Плотность, г·см ⁻³	6,50
Температура плавления, °C	1850
Теплопроводность, Вт·Ом ⁻¹ К ⁻¹	0,07
Удельная теплоемкость, Дж·г ⁻¹ К ⁻¹	0,448
Показатель преломления	1,943 ($\lambda = 1060$ нм) 1,955 ($\lambda = 750$ нм)
Упругие константы, 10 ¹¹ Па:	
c_{11}	2,69
c_{22}	1,02
c_{44}	0,774
Фотоупругие константы:	
p_{11}	-0,097
p_{22}	-0,040
p_{44}	-0,066
Модуль всестороннего сжатия, 10 ¹¹ Па	1,58
Модуль сдвига, 10 ¹¹ , Па	0,8
Модуль Юнга, 10 ¹¹ , Па	2,05
Коэффициент Пуассона	0,28
Коэффициент распределения Nd ³⁺	0,75
Коэффициент распределения Cr ³⁺	1
Радиационное время жизни Nd ³⁺ , мкс	280
Время жизни Cr ³⁺ , мкс	120
Квантовый выход люминесценции Nd ³⁺	1
Квантовый выход люминесценции Cr ³⁺	1
Ширина линии люминесценции генерационного перехода Nd ³⁺	14
в области 1,06 мкм, Å	
Максимум полосы люминесценции Cr ³⁺ , нм	760
Полуширина полосы люминесценции Cr ³⁺ , нм	130
Сечение генерационного перехода Nd ³⁺ в области 1,06 мкм, 10^{-19} см ²	1,5
Сечение генерационного перехода Nd ³⁺ в области 0,9 мкм, 10^{-20} см ²	4
Эффективное сечение генерационного перехода Cr ³⁺ при $T=300$ K, 10^{-20} см ²	0,9

Первые результаты по генерации ГСГГ-Cr-Nd были получены в ^{13-15,28}. Позже на этих кристаллах был создан целый ряд лазеров, обладающих рекордными параметрами. Так, в ¹⁷ описан импульсный лазер на ГСГГ-Cr-Nd, работающий в диапазоне накачек от 1 до 3 Дж. Накачка осуществлялась лампой. В качестве осветителя использовалась покрытая отражающим покрытием трубка с наружным диаметром 7 мм. Активный элемент с концентрацией хрома $2 \cdot 10^{20}$ и неодима $3,5 \cdot 10^{20}$ см⁻³ имел размеры 3×50 мм². Абсолютный к.п.д. в режиме свободной генерации составил 5,5; 5,2 и 4,0% при энергии накачки 3,2 и 1 Дж соответственно при дифференциальном к.п.д., равном 6,2%. В режиме модуляции добротности, осуществленном с помощью электрооптического модулятора на основе ниобата лития на элементе 3×50 мм² с концентрациями хрома и неодима, указанными выше, получен к.п.д. 1,5% при накачке 2 Дж. В этом случае в качестве осветителя использовалась посеребренная трубка.

Существенный выигрыш по сравнению с лазерами на кристаллах ИАГ-Nd получен и при средних накачках в импульсно-периодическом режиме. На рис. 5 представлена зависимость энергии импульсов свободной генерации от энергии накачки при частоте следования импульсов 20 с⁻¹ и при различных коэффициентах отражения выходного зеркала. Возбуждение генерации

производилось импульсной ксеноновой лампой с разрядным промежутком $3 \times 45 \text{ мм}^2$ в кварцевом посеребренном моноблоке с внешним диаметром 20 мм. На рисунке сравниваются данные для элементов из ГСГГ-Cr-Nd и ИАГ-Nd одинакового размера $5 \times 50 \text{ мм}^2$. В лазере на ГСГГ-Cr-Nd средняя выходная мощность составила 5 Вт при мощности накачки 145 Вт; при модуляции добротности с помощью электрооптического затвора на ниобате лития, вырезанном под углом Брюстера, и при условиях возбуждения, описанных выше, средняя мощность генерации при той же средней мощности накачки (145 Вт) на том же элементе составила 2,9 Вт, а дифференциальный к. п. д. составил 3%.¹⁵

Наконец, представляет большой интерес использование ГСГГ-Cr-Nd при создании более мощных твердотельных лазеров с импульсно-периодической накачкой.

В частности, на активном элементе из ГСГГ-Cr-Nd размером $5 \times 88 \text{ мм}^2$ получена средняя мощность излучения в режиме свободной генерации с частотой повторения импульсов $50 \text{ с}^{-1} \sim 40 \text{ Вт}$ при энергии импульсов накачки

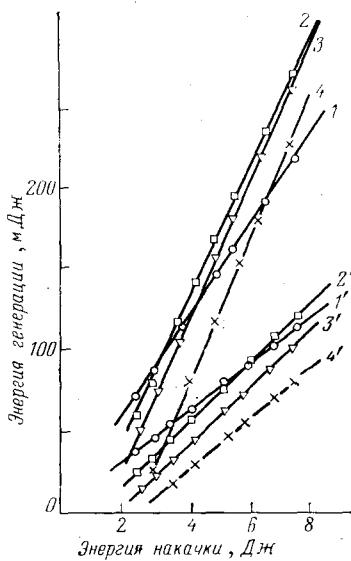


Рис. 5. Зависимости энергии импульса свободной генерации лазеров на кристаллах ГСГГ-Cr-Nd и ИАГ-Nd одинакового размера $5 \times 50 \text{ мм}^2$ от энергии накачки при частоте следования импульсов 20 с^{-1} при различных коэффициентах отражения R выходного зеркала.

1-4 – кристалл ГСГГ, 1'-4' – кристалл ИАГ, $R = 0,87$ (1, 1'), 0,66 (2, 2'), 0,43 (3, 3') и 0,31 (4, 4')

18 Дж (т. е. абсолютный к.п.д. генерации составил 4,4%). На этом же активном элементе в режиме одиночных импульсов была достигнута энергия излучения 17 Дж при накачке 400 Дж.

Использование явления сенсибилизации в кристаллах ГСГГ-Cr-Nd позволяет создать эффективный лазер на переходе иона Nd³⁺ в основное состояние ${}^4\text{I}_{9/2}$ ($\lambda = 0,936 \text{ мкм}$) (рис. 6). Концентрации Cr³⁺ и Nd³⁺ в этом лазере выбираются таким образом, чтобы резонансные потери за счет поглощения ${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{3/2}$ Nd³⁺ не превышали допустимых величин, а общая оптическая плотность элементов оставалась высокой. Так, при концентрации неодима $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ величина коэффициента резонансного поглощения составляет $0,02 \text{ см}^{-1}$, что сравнимо с типичными значениями потерь в активных элементах. При концентрации хрома $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ даже при таком малом содержании неодима сохраняется высокая оптическая плотность и эффективная «подкачка» верхнего рабочего уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ от ионов хрома.¹⁹ В лазерных экспериментах, выполненных в²¹ на элементе ГСГГ-Cr-Nd размером $3 \times 50 \text{ мм}^2$

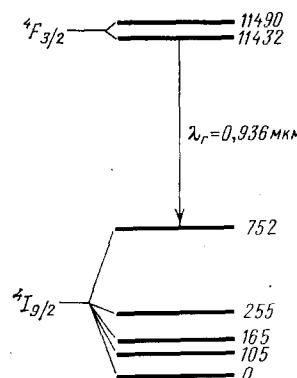


Рис. 6. Схема нижних энергетических уровней иона Nd³⁺ и генерационный переход ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ ²¹

с содержанием хрома и неодима $2 \cdot 10^{20}$ и $5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ соответственно получена генерация на $\lambda = 0,936$ мкм при пороговой энергии накачки 10 Дж с дифференциальным к.п.д. 0,4%.

В ряду несомненных достоинств активных элементов из ГСГГ-Cr-Nd следует отметить их стойкость к действию ультрафиолетового и γ -излучения. На рис. 7 приведены зависимости относительного снижения энергии генерации для элементов из ГСГГ-Cr-Nd и ИАГ-Nd, предварительно облученных γ -лучами ^{60}Co мощностью 600 рад/с от полученных доз облучения $^{50},^{51}$. Как видно, элементы из ГСГГ-Cr-Nd сохраняют исходные выходные параметры вплоть до доз 10^7 рад. Как установлено в 52 , лучевая прочность ГСГГ-Cr-Nd составляет для каустик >100 мкм $8 \cdot 10^8$ Вт/см 2 (т. е. такая же, как для ИАГ-Nd), а для малых каустик $2 \cdot 10^{11}$ Вт/см 2 .

В последнее время появились перспективы использования явления сенсибилизации для создания лазеров не только на ионах Nd^{3+} , но и на других редкоземельных элементах. При наличии широкополосной люминесценции ионов Cr^{3+} из состояния $^4\text{T}_2$ следует ожидать эффективной передачи энергии ионам Pr^{3+} , Sm^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} и Yb^{3+} 53 .

3. ЛАЗЕРЫ НА ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОМ СТЕКЛЕ КНФС

В предыдущем разделе уже говорилось о том, что одним из принципиальных путей повышения к.п.д. твердотельных лазеров является повышение концентрации активных ионов.

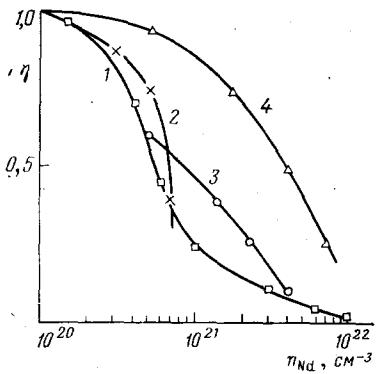


Рис. 8. Зависимость квантового выхода люминесценции неодима от его концентрации в различных матрицах 11 .

1 — $\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x\text{F}_3$; 2 — ИАГ-Nd $^{3+}$;
3 — стекло ГЛС-1; 4 — стекло КНФС

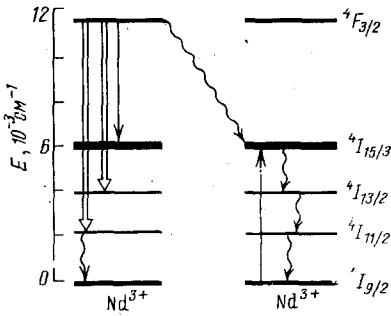


Рис. 9. Принципиальная схема нижних энергетических уровней ионов неодима 11 .

На рис. 8 приведены зависимости квантового выхода люминесценции Nd $^{3+}$ с уровня $^4\text{F}_{3/2}$ в нескольких лазерных кристаллах и стеклах 38 . Резкое снижение квантового выхода при концентрации Nd $^{3+}$ выше 1—3% характерно для большинства матриц. Тушение обусловлено резонансным взаимо-

действием переходов по схеме, изображенной на рис. 9, которое усиливается, когда расстояния между соседними ионами Nd^{3+} уменьшаются до $\sim 3 \text{ \AA}$.

Однако в 1967 г. в работе⁵⁴ было найдено, по-видимому, первое исключение из правила: в кристалле $BaF_2 - NdF_3$ даже при концентрации $Nd^{3+} \cdot 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, т. е. почти в 10 раз более высокой, чем в обычных лазерных кристаллах, квантовый выход люминесценции оставался высоким. Там же было показано, что причина слабого тушения состоит в том, что уровни $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$, через которые происходит тушение, сдвинуты по сравнению с другими основами так, что частоты излучательных переходов оказываются меньшими частот поглощения; переходы выходят из резонанса. В середине 70-х годов появились сообщения о другом кристалле с аномально слабым тушением — NdP_5O_{14} ⁵⁵. Концентрация Nd^{3+} в этом кристалле равна $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Авторы объяснили слабое тушение тем, что кристаллическая структура этого соединения такова, что соседние ионы Nd^{3+} оказываются разделенными расстоянием в $5,2 \text{ \AA}$ (тогда как в других матрицах эти расстояния составляют $\sim 3 \text{ \AA}$). Эта разница оказывается принципиальной, так как вероятность тушащего взаимодействия при диполь-дипольном взаимодействии пропорциональна R^{-6} . В работах^{56, 57} было показано, что в NdP_5O_{14} , помимо больших расстояний между ионами Nd^{3+} , существенную роль играет, так же как и в случае $BaF_2 - NdF_3$, аномальное расположение промежуточных уровней $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$. Таким образом, основными физическими требованиями к лазерным средам с высокой концентрацией активных ионов являются: 1) малая величина параметра элементарного тушащего взаимодействия; 2) большие минимальные расстояния между активными ионами, допускаемые структурой матрицы.

В настоящее время во всем мире синтезировано около двух десятков кристаллов с высокой концентрацией неодима. В основном это фосфаты. К сожалению, эти соединения нестойки, они разлагаются при нагревании. Поэтому трудно вырастить кристаллы таких размеров, которых достигают кристаллы лазерного рубина или иттрий-алюминиевого граната. Используются они в основном для создания минилазеров. Группа авторов из Института общей физики Академии наук СССР пошла другим путем — путем конструирования высококонцентрированных неодимовых стекол^{11, 58-61}. Из стекол, как известно, можно делать лазерные элементы больших размеров, любой формы и с высокой оптической однородностью. Было показано, что при создании высококонцентрированных стекол необходимо придерживаться следующих принципов: 1) Основной состав стекол должен допускать введение высоких концентраций неодима. Для этого в качестве оксидов основного характера вместо обычно используемых оксидов щелочных и щелочноземельных металлов были предложены полутонные оксиды, такие, как Sc_2O_3 , Y_2O_3 , La_2O_3 , Gd_2O_3 . В этом случае введение в состав стекла больших количеств Nd_2O_3 не приводит к нарушению его структуры, так как химическая природа и размеры ионов Nd^{3+} , La^{3+} и замещаемых им ионов Sc , Y , La , Gd близки. 2) Состав и структура стекла должны быть такими, чтобы микропараметр взаимодействия не превышал величины $c_{PA} = (1-3) \cdot 10^{-41} \text{ см}^6/\text{с}$. 3) Расстояние между соседними ионами должно быть не меньше чем $4,5 \text{ \AA}$.

В соответствии с этими принципами было синтезировано $Li-La-Nd$ — фосфатное стекло (КНФС). На рис. 8 приведена кривая зависимости квантового выхода стекла КНФС от концентрации Nd^{3+} . Как видим, концентрация Nd^{3+} может быть доведена до $2,7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ без драматического снижения квантового выхода. В табл. II приведены основные свойства стекла КНФС.

Использование активных элементов из стекла КНФС в лазерах, работающих в различных режимах — от квазинепрерывного до режима одиночных импульсов, в режиме свободной генерации и в режиме модуляции доб-

ротности,— позволило достичнуть высоких энергетических параметров при эффективном использовании излучения накачки.

Таблица II
Некоторые характеристики стекла КНФС

Лазерные свойства	
Концентрация неодима	До $3 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$
Радиационное люминесцентное время жизни метастабильного уровня неодима ($\lambda_{возб} = 0,53$ мкм)	330 мкс
Люминесцентное время жизни метастабильного уровня неодима при содержании неодима $3 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$	80 мкс
Сечение генерационного перехода неодима	$3,8 \cdot 10^{-20}$ см 2
Оптические свойства	
Длина волны генерации	1,0540 мкм 1,3225 мкм 1,555
Показатель преломления n_P	$1,35 \cdot 10^{-13}$ ед. CGSE
Нелинейный коэффициент преломления	
Термооптические характеристики, 10^{-7} град $^{-1}$:	
w	31
p	26
Q	6
$\frac{dn}{dT}$	-13
Прочие свойства	
Химическая устойчивость	0,2 %
Плотность	2,85 г/см 3
Микротвердость	340 кгс/мм 2
Коэффициент линейного расширения	$80 (\pm 10) \cdot 10^{-7}$ град $^{-1}$
Термостойкость ΔT	$80 (\pm 10)$ К

3.1 Свободная генерация

Этот тип генерации изучен как для единичных импульсов, так и для режима повторяющихся импульсов. В режиме моноимпульсов на стержне из КНФС длиной 70 и диаметром 6,3 мм в области энергий накачки до 20 Дж достигнут абсолютный к.п.д. $6,3 \pm 0,25\%$ и дифференциальный к.п.д. $8,4 \pm 0,35\%$ ⁶². При частоте следования импульсов 5 имп/с и при накачке 100 Дж средняя выходная мощность превышает 15 Вт⁶³. При частоте 25 с $^{-1}$ и накачке 10 Дж выходная мощность достигает 3,4 Вт⁶⁴.

3.2. Режим модулированной добротности

В схеме модуляции с помощью вращающейся призмы при уровне накачки 65 Дж достигается энергия в импульсе 0,64 Дж⁶⁵. С электрооптическим затвором на ДКДР к. п. д. 1% достигается уже при 10 Дж накачки, а при частоте следования импульсов 20 с $^{-1}$ и такой же энергии накачки средняя мощность генерации равна 0,3 Вт⁶⁵.

В последнее время для модуляции добротности лазера на КНФС был применен пассивный элемент из фтористого лития с F_2 — центрами окраски^{66, 67}. С использованием этого элемента генерация в одной $T\bar{E}M_{00}$ -моде с энергией 30 мДж достигалась при накачке всего 5,6 Дж (размер элемента из КНФС $\varnothing 2 \times 60$ мм).

3.3. Режим импульсно-периодической генерации

При использовании лазерной накачки на стекле КНФС был реализован режим квазинепрерывной генерации⁶⁸. Для накачки использовался Кг-лазер. В качестве активной среды было взято стекло КНФС, активированное либо только ионами Nd^{3+} ($8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), либо совместно Nd^{3+} ($8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и Cr^{3+} ($8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Длительность импульсов накачки равнялась 0,5 мс при скважности 1 : 100. Накачка осуществлялась либо в линию поглощения Nd^{3+} , либо в полосу Cr^{3+} . В первом случае к.п.д. достигал 18%, во втором — 8%.

Приведенные результаты показывают, что эффективность лазеров на КНФС в области импульсных накачек с малой и средней энергией как в режиме свободной генерации, так и в режиме модулированной добротности (в среднем в 2 раза) выше, чем у лазеров на известных кристаллах и стеклах. Основное достоинство лазеров на КНФС — высокие выходные параметры при малых накачках. Это дает возможность не только создавать компактные лазеры, но и существенно повысить надежность и долговечность лазерных установок.

Другим важным направлением, успешно развиваемым в последние годы, является создание «стеклянных» лазеров с большой средней мощностью излучения. Активными элементами таких лазеров служат так называемые атермальные фосфатные неодимовые стекла. Надо подчеркнуть, что советские ученые были пионерами в создании атермальных лазерных стекол^{69,70}, а также лазерных фосфатных стекол⁷¹.

Разработка фосфатных лазерных стекол в СССР началась уже в 1966 г. Было показано, что неодимовые фосфатные стекла по сравнению с известными ранее силикатными стеклами обеспечивают более узкие линии генерации, меньший порог и больший к.п.д. генерации⁷¹⁻⁷⁴. Для фосфатных стекол возможно сочетание высоких сечений индуцированного излучения Nd^{3+} и хороших термооптических свойств, обеспечивающих минимальную расходимость лазерного излучения при большой средней мощности генерации. Разработка методов определения термооптических характеристик стекла⁷⁵⁻⁷⁷ и температурной зависимости этих характеристик^{73,74,77-79} позволили детально изучить термооптические свойства фосфатных стекол в широком интервале температур и разработать промышленные составы лазерных фосфатных стекол, сочетающие хорошие генерационные параметры и минимальную угловую расходимость излучения⁷⁴.

Существенным недостатком первого поколения атермальных фосфатных стекол была сравнительно невысокая термическая прочность активных элементов из таких стекол. Так, элементы размером $8 \times 100 \text{ мм}^2$ из стекол ГЛС-22 и ГЛС-26 выдерживали без разрушения мощность накачки 300—400 Вт^{80, 81}. Термостойкость удалось повысить в несколько раз путем упрочнения элементов⁸⁰⁻⁸². Например, упрочненные элементы из стекла ЛГС-И-3 (ГЛС-26) при частоте следования импульсов 10 с^{-1} дают энергию излучения 0,6 Дж при накачке 40 Дж в импульсе. Величина угловой расходимости по уровню 0,8 от полной энергии составляет $22'$ ⁸⁰. Наибольший интерес представляет другой путь повышения стойкости стекол — создание фосфатных стекол с повышенной термостойкостью и теплопроводностью^{83, 84}. На элементах из такого стекла ЛГС-Т размером $8 \times 130 \text{ мм}^2$ (без упрочнения) была получена мощность излучения в режиме свободной генерации свыше 40 Вт при мощности накачки 2 кВт⁸⁴. В оптимизированном режиме к.п.д. свободной генерации на элементах размером $8 \times 100 \text{ мм}^2$ из стекла ЛГС-Т превышает 3% (частота следования импульсов $5-10 \text{ с}^{-1}$) при угловой расходимости излучения меньшей, чем для стекла ЛГС-И-3⁸⁴. На активных элементах из стекла ЛГС-Т реализованы частоты следования импульсов $50-100 \text{ с}^{-1}$ при к.п.д. свободной генерации 0,7%⁸³⁻⁸⁴.

4. ЛАЗЕРЫ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА НА КРИСТАЛЛАХ $(Y, Er)_3Al_5O_{12}$ И НА ЭРБИЕВЫХ СТЕКЛАХ

Первый в мире мощный лазер в средней ИК области спектра ($\lambda = 2,36 \text{ мкм}, T = 77 \text{ K}$) был создан в 1966 г.^{85, 86}. На кристаллах флюорита, активированных двухвалентными ионами диспрозия, была достигнута мощность в непрерывном режиме генерации более 100 Вт при к.п.д. лазера $\sim 1\%$. В режиме модуляции добротности при длительности гигантского импульса 20 нс реализованы частоты повторения импульсов от одиночного до 1000 с^{-1} ⁸⁷. Это стало возможным благодаря созданию термо- и фотоустойчивых кристаллов $\text{CaF}_2\text{-Ce-Dy}$ высокой оптической однородности и разработке эффективной системы охлаждения кристаллов проточным жидким азотом.

В последующие годы усилия исследователей были направлены на создание эффективных лазеров среднего ИК диапазона, работающих при комнатной температуре с ламповой накачкой, что крайне важно для применения их в научных исследованиях и в практических целях. Однако до сравнительно недавнего времени эта проблема оставалась нерешенной, несмотря на то, что был накоплен большой материал по исследованию кристаллов, теории и технике построения лазеров и методам возбуждения кристаллов. Трудности продвижения лазеров в длинноволновую область спектра связаны с большими стоксовыми потерями, и кроме того, рабочие ионы, на которых получен эффект генерации в этой области спектра, часто имеют большое время жизни нижнего лазерного уровня, превышающее время жизни верхнего уровня (для некоторых ионов в десятки раз). Такие переходы в литературе известны как самоограниченные. Поэтому многими авторами увеличение к. п. д. лазеров связывалось с разгрузкой нижнего лазерного уровня⁸⁸. Работы в этом направлении не привели к положительным результатам⁸⁹.

Новые возможности создания эффективных лазеров среднего ИК диапазона открываются при использовании высококонцентрированных кристаллов, когда наиболее сильно проявляются коллективные взаимодействия примесных ионов. При больших концентрациях релаксация возбужденных состояний часто определяется не индивидуальными характеристиками иона-активатора, такими, как вероятности излучательных и внутрицентровых многофононных переходов, а процессами резонансного безызлучательного переноса энергии за счет ионного взаимодействия (кросс-релаксация). Помимо концентрационного тушения люминесценции в кристаллах, имеет место целый ряд нелинейных эффектов, обусловленных взаимодействием возбужденных ионов⁹⁰. Большое число резонансных переходов у редкоземельных ионов позволяет реализовывать в высококонцентрированных кристаллах схемы, дающие большую энергетическую эффективность, чем известные трех- и четырехуровневые схемы, несмотря на значительный стоксов сдвиг. С этой точки зрения наиболее удобным оказался ион Er^{3+} . Кристаллы и стекла с эрбием обладают сравнительно интенсивным поглощением в области излучения стандартных ламп накачки и излучательными переходами в ближней и средней ИК области (рис. 10). В работе⁹¹ описан первый лазер на кристаллах смешанного иттрий-эрбий-алюминиевого граната, работающий при комнатной температуре на $\lambda = 2,94 \text{ мкм}$. Этот лазер обеспечивал в режиме свободной генерации к. п. д. $> 1\%$ ⁹². Высокая эффективность эрбийевого лазера была трудно объяснимой, так как время жизни верхнего лазерного уровня $^4I_{11/2} Er^{3+}$ на полтора порядка величины меньше времени жизни нижнего уровня $^4I_{13/2}$, т. е. переход является самоограниченным. Понимание механизма работы таких лазеров было достигнуто лишь после того, как в работах^{93, 94} было впервые показано, что в высококонцентрированных ($n_{Er} > 10^{21} \text{ см}^{-3}$) кристаллах ИАГ- Er^{3+} создание инверсии достигается за счет кросс-релаксации, при этом происходит существенное увеличение

ние к. п. д. преобразования излучения ламп накачки в лазерное излучение в трехмикронном диапазоне, что позволяет реализовать не только импульсный, но и непрерывный режим генерации на «самоограниченном» переходе.

Понимание физических процессов образования инверсной заселенности и кинетики генерации кристаллов позволило целенаправленно подойти к выбору состава кристаллов, условий их возбуждения и создать эффективный кросс-релаксационный ИАГ-Ег³⁺-лазер, работающий на длине волны $\lambda = 2,94$ мкм при комнатной температуре с ламповой накачкой. В режиме свободной генерации достигнута средняя выходная мощность до 20 Вт (при к. п. д. $>1\%$)^{91, 92}.

Схема уровней и кросс-релаксационных переходов ионов Ег³⁺ в ИАГ приведена на рис. 10. Люминесценция со всех уровней (кроме $^4I_{13/2}$) сильно потушена за счет многофононных переходов. Время жизни нижнего лазерного уровня $^4I_{13/2}$ близко к радиационному и составляет 6,4 мс, что значительно превышает время жизни верхнего лазерного уровня $^4I_{11/2}$ (100 мкс).

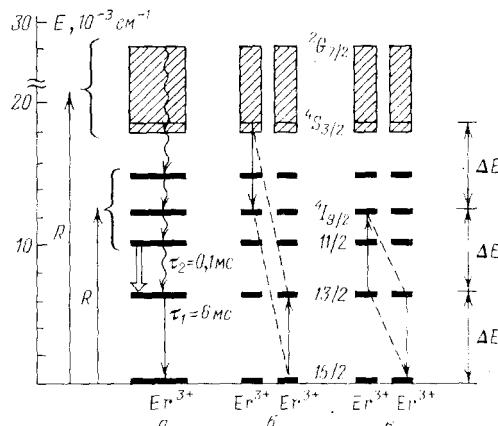


Рис. 10. Схема уровней иона Ег³⁺ и процессы релаксации возбужденных состояний иона Ег³⁺ в (Y, Ег)₃Al₅O₁₂^{96, 97}. а — Безызлучательная релаксация, за счет внутрицентровых многофононных переходов; → — люминесцентные переходы, —→ — вынужденные переходы ($\lambda = 2,94$ мкм). б — Кросс-релаксационный механизм дезактивации состояния $^4S_{3/2}$, Ег³⁺. в — Кросс-релаксационные переходы с уровня $^4I_{13/2}$, обусловленные взаимодействием возбужденных ионов Ег³⁺

Большая вероятность многофононных переходов приводит к эффективному переносу энергии, поглощенной в различных полосах активатора, на уровни $^4S_{3/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$. При высоких концентрациях ионов Ег³⁺ (>1 ат. %) дезактивация состояния $^4S_{3/2}$ осуществляется за счет резонансных кросс-релаксационных переходов $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ⁹⁵⁻⁹⁷.

При населенностях нижнего лазерного уровня $10^{18}-10^{19}$ см⁻³ релаксация возбуждений с уровня происходит за счет взаимодействия возбужденных ионов (см. рис. 10, в). При таком взаимодействии один ион, возбужденный до энергии состояния $^4I_{13/2}$, отдает энергию, переходя в основное состояние, а другой ион, также возбужденный до энергии уровня $^4I_{13/2}$, приобретает энергию, переходя на уровень $^4I_{9/2}$ с последующей релаксацией на верхний лазерный уровень $^4I_{11/2}$. Процесс взаимодействия возбужденных ионов является существенно нелинейным, его вероятность зависит от населенности уровня $^4I_{13/2}$. Макроскопическая константа скорости переноса энергии за счет кросс-релаксационных переходов $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ определена из кинетики люминесценции с уровня $^4I_{11/2}$ при различных интенсивностях возбуждения⁹⁸. При малых интенсивностях разгорание и затухание люминесценции с уровня $^4I_{11/2}$ идет с временем, характерным для этого уровня (100 мкс). Увеличение интенсивности возбуждения приводит к нелинейному росту интенсивности люминесценции и значительному увеличению ее длительности, что является подтверждением факта переноса энергии с долгоживущего нижнего лазерного уровня на верхний в результате взаимодействия возбужденных ионов.

Анализ кинетических уравнений с учетом кросс-релаксационных переходов^{93, 99}, показал, что максимальная эффективность лазера достигается при условии, что вероятность кросс-релаксационных переходов с доложивущего нижнего лазерного уровня превышает вероятность спонтанного распада этого уровня. В этом случае лазерный переход не является самограниченным и возможно установление стационарной инверсии. Длительность генерации лазера определяется длительностью импульса накачки (рис. 11), что существенно расширяет энергетические возможности лазера. Экспериментально реализован режим свободной генерации длительностью от 50 мкс до 4 мс с выходной энергией в импульсе до 10 Дж (см. рис. 11).

Теоретический к. п. д. ИАГ-Ер³⁺-лазера значительно превосходит к. п. д., определяемый стоксовыми потерями. Перенос энергии возбуждений

с уровней $^4S_{3/2}$ и $^4I_{13/2}$ происходит за счет кросс-релаксационных переходов, что исключает потери энергии накачки на переходах $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ и $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$. В режиме стационарной генерации при поглощении одного кванта в видимой области спектра может излучаться три кванта в трехмикрометровом диапазоне.

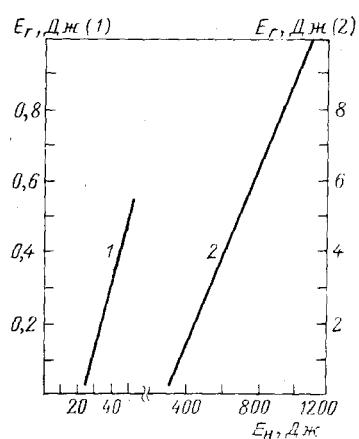


Рис. 11. Зависимость выходной энергии лазера на $(Y, Er)_3Al_5O_{12}$ от энергии накачки при различных длительностях возбуждения^{96, 97}.

1 — $T_{имп} = 0,2$ мс; 2 — $T_{имп} = 4$ мс

Для ИАГ-Ер³⁺-лазера были разработаны различные способы управления излучением. Для излучения с длиной волны 2,94 мкм создан пассивный затвор и с его помощью осуществлена генерация гигантских импульсов. Веществом для пассивного затвора служили ассоциированные жидкости, содержащие гидроксильную группу, а именно, вода и этанол. Получена энергия 20 мДж в моноимпульсе длительностью 120 нс с диаметром ТЕМ₀₀-моды 1,7 мм¹⁰⁰. Большое время (~ 1 мкс) релаксации просветления не позволяет использовать пассивный затвор на воде для самосинхронизации мод в эрбьевом лазере.

Модуляция добротности электрооптическим затвором на ниобате лития обеспечила генерацию гигантских импульсов с выходной энергией до 0,1 Дж и длительностью 65 нс в одномодовом режиме; при этом было установлено, что штарковское расщепление лазерных уровней $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ существенным образом влияет на энергетические и временные параметры лазерного излучения¹⁰¹.

Осуществлена активная синхронизация мод¹⁰² с синхронной электрооптической модуляцией потерь лазерного резонатора, содержащего частичные поляризаторы¹⁰³, что обеспечило глубину модуляции в 2,6 раза большую, чем для модулятора с идеальным поляризатором. При оптимальных условиях лазер с частотой повторения 1—21,5 с⁻¹ генерировал пуч из 25 ультракоротких импульсов с энергией в пике $0,5 \pm 0,015$ мДж и длительностью (в среднем) около 80 пс¹⁰⁴. Исследование спектрально-временных характеристик излучения 4-й гармоники и суммарной частоты (смещение в ниобате лития с излучением неодимового лазера) показало, что вероятность генерации ультракоротких импульсов без подструктуры составляет 1/3, произведение длительности импульса 4-й гармоники на ширину ее спектра

$$\Delta\nu = 2.$$

Эрбьевый лазер, обладая временными и энергетическими характеристиками, типичными для ИАГ-Nd-лазеров с активной синхронизацией мод, работает в новом спектральном диапазоне.

В последние годы появился целый ряд практических задач, для решения которых необходимы лазеры, излучающие в диапазоне 1,5 мкм. Среди этих задач такие, как локация, метеорология, медицина. Особенностью следует подчеркнуть потребности офтальмологии, где полупротомикронные лазеры необходимы для лечения целого ряда серьезных заболеваний.

Недавно созданы эффективные лазеры на новых многокомпонентных эрбьевых стеклах. Активными ионами в этих стеклах служат ионы Er^{3+} , излучающие на переходе $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ ($\lambda = 1,536$ мкм). Особенностью этого перехода является то, что генерацию на нем можно получить только при сравнительно низких концентрациях эрбия, менее 1%. При низких концентрациях слабые поглощательные переходы иона Er^{3+} не могут обеспечить высокие оптические плотности активных элементов, и, как следствие, из-за плохой утилизации излучения ламп накачки не удается достигнуть практически приемлемых лазерных параметров.

При этих обстоятельствах единственным путем повышения к. п. д. полупротомикронного эрбьевого лазера является использование эффекта сенсибилизации. Уже в 1965 г. в работе¹⁰⁵ описан лазер на эрбьевом стекле, в котором в качестве сенсибилизатора использован ион Yb^{3+} . Однако практическое использование таких лазеров было невозможно из-за высоких порогов возбуждения генерации и низкого к. п. д. В начале 70-х годов в нашей стране было создано эрбьевое стекло ЛГС-Э, на котором были созданы лазеры с высокими выходными параметрами¹⁰⁶. В качестве источника накачки использовались мощные неодимовые лазеры. Использование лазерной накачки позволило создать крупные установки, излучающие импульсы ($\lambda = 1,5$ мкм) с энергией в несколько сотен джоулей при к. п. д. преобразования $\sim 40\%$ в случае режима свободной генерации¹⁰⁷⁻¹⁰⁹ и 10–15% в случае режима усиления импульсов наносекундной длительности¹¹⁰⁻¹¹³. При этом обеспечивалась расходимость излучения, близкая к дифракционной. При использовании элементов из стекла ЛГС-Э в широкоапertureных усилителях мощности были достигнуты коэффициенты усиления до $0,4 \text{ см}^{-1}$ и значения удельной запасенной энергии возбуждения $\sim 10 \text{ Дж}/\text{см}^3$ ¹¹⁰⁻¹¹³, что значительно выше характеристик дисковых усилителей на неодимовых стеклах.

Дальнейший прогресс в создании полупротомикронных лазеров достигнут в работах¹¹⁴⁻¹¹⁷. К. п. д. эрбьевых стеклянных лазеров при ламповой накачке был повышен в 1,3–1,5 раза за счет введения в стекла, содержащие эрбий и иттербий, еще одного сенсибилизатора — хрома. При этом значительно повышается оптическая плотность стекла, и в итоге к. п. д. лазеров с ламповой накачкой и с активными элементами размером $10 \times 130 \text{ мм}^2$ достиг 3%, т. е. вплотную приблизился к к. п. д. лазеров на стандартных неодимовых стеклах. Недостатком этих стекол остается пока относительно высокий порог генерации — 70–100 Дж¹¹⁵⁻¹¹⁷.

5. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КРИСТАЛЛАХ ФТОРИДА ЛИТИЯ С ЦЕНТРАМИ ОКРАСКИ

В 1965 г. в работе Фритца и Менке¹¹⁸ была получена генерация на центрах окраски (ЦО) в кристалле KCl-Li при накачке импульсной лампой при температуре 77 К. Однако в течение последующих 10 лет этот результат не был развит, и лишь в 1974 г. группа Молленауэра в США сообщила о получении и исследовании перестраиваемой генерации на ЦО в KCl-Li и RbCl-Li при лазерной накачке¹¹⁹. Несколько позже группа исследователей из Ганноверского университета сообщила о лазере на другом типе центров в кристаллах KCl-Na и RbCl-Na ¹²⁰, а группа советских авторов из Института теплофизики СО АН СССР сообщила о генерации на трех видах ЦО в кристаллах LiF ^{121, 122}. С тех пор число работ в этой области стало быстро расти. Сравнительно недавно появились обзоры, в которых рассматриваются физи-

ческие процессы образования ЦО различных типов в кристаллах и результаты по получению на них перестраиваемой генерации^{24–26, 123–125}. С самого начала перестраиваемые лазеры на ЦО привлекли исследователей своими уникальными свойствами: широким диапазоном, перекрываемым перестраиваемой генерацией, от 0,7 до 3,3 мкм (в этой области длины волн лазеры на растворах красителей либо отсутствуют, либо мало эффективны), высокой стабильностью частоты, малой шириной генерируемой линии, способностью работать как в импульсно-периодическом, так и в непрерывных режимах.

К настоящему времени генерация получена на целом ряде кристаллов. Это кристаллы фторида лития, фторидов и хлоридов натрия, калия, хлорида рубидия, а также фторидов кальция, стронция, магния и сложного фторида $KMgF_3$ ¹²⁶. В последние годы появились сообщения о получении генерации

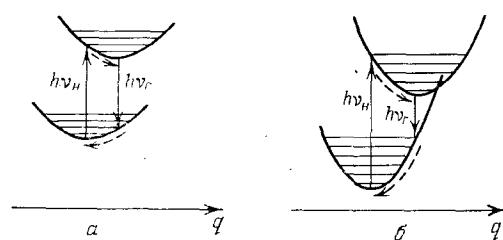


Рис. 12. Потенциальные кривые основного и возбужденного состояний ЦО в щелочно-галоидных кристаллах.
б — F_A^- и F_B^- -центры; а — F_2^- , $F_{\frac{1}{2}}^+$ и $F_{\frac{3}{2}}^-$ -центры

на ЦО в CaO ¹²⁷ и Al_2O_3 ¹²⁸. В исходном состоянии все эти кристаллы бесцветны. Под воздействием γ -лучей, электронов высокой энергии, рентгеновских лучей или нагрева в парах щелочных металлов (так называемого аддитивного окрашивания) в кристаллах возникают собственные точечные дефекты, локализующие на себе электроны или дырки. Полосы поглощения таких заряженных дефектов придают кристаллам характерную окраску. В кристаллах LiF и щелочных галогенидов наиболее простым по структуре является F -центр — анионная вакансия, захватившая один электрон. Полосы поглощения F -центров в разных кристаллах расположены в видимой или ультрафиолетовой частях спектра. ЦО, на которых получена генерация, являются по своей структуре производными от F -центров. Так F_2 -центр представляет собой два расположенных в соседних узлах решетки F -центра, F_2^+ -парный центр, потерявший один электрон, а $F_{\frac{1}{2}}^-$ -парный центр, захвативший третий электрон. Иногда в решетку кристалла вводятся катионные примеси. Тогда ЦО (простой или парный), рядом с которым расположен посторонний катион (например, Li^+ вместо K^+ в решетке KCl), имеет индекс А (например, F_A). Если рядом с F -центром расположились два примесных катиона, то центр обозначается как F_B . Генерация на ЦО происходит по схеме, аналогичной схеме лазеров на красителях (рис. 12). Излучение накачки поглощается в широкой электронно-колебательной полосе. Далее следует безызлучательная релаксация в минимум потенциальной кривой возбужденного состояния за времена 10^{-12} — 10^{-13} с. Затем со временем затухания 10—100 нс происходит излучательный переход в нижнее состояние и быстрая релаксация в минимум потенциальной кривой основного состояния.

Между схемами уровней F_A^- и F_B^- -центров, с одной стороны, и F_2^- , F_2^+ и $F_{\frac{1}{2}}^-$ -центрами, с другой, есть существенное различие в стоксовом сдвиге. Так, для F_A^- и F_B^- -центров аборбционный переход лежит в области 0,5—0,6 мкм, а люминесцентный — в области 2—3 мкм, чему соответствует стоксов сдвиг $\sim 15\ 000\ cm^{-1}$, в несколько раз превосходящий энергию люминесцентного перехода. Это приводит к тому, что точка пересечения потенциальных кривых возбужденного и основного состояний находится близко к минимуму энергии возбужденного состояния. В результате оказываются

большими безызлучательные потери, и лазер с F_A - и F_B -центрами может работать только при температурах существенно ниже комнатных (<100 К). Путем создания перестраиваемых лазеров на F_A - и F_B -центрах, работающих при температурах ниже 100 К, попали учёные США и ФРГ [18-20, 123, 125]. Советские физики работают в основном над созданием перестраиваемых лазеров, работающих при комнатной температуре. В отличие от F_A - и F_B -центров, центры F_2 , F_2^+ и F_2^- имеют малые по сравнению с энергией люминесцентных переходов стоксовые сдвиги; что обеспечивает высокий и слабо зависящий от температуры квантовый выход излучения даже при температурах выше комнатной. В то же время стоксовые сдвиги достаточны, чтобы обеспечить генерацию по четырехуровневой схеме.

Спектральное положение широких электронно-колебательных полос поглощения и люминесценции ЦО сильно зависит от типа и основных параметров кристаллической решетки, в которой они созданы. Согласно соотношению Мольво-Айви для центров одного типа положение максимума полос

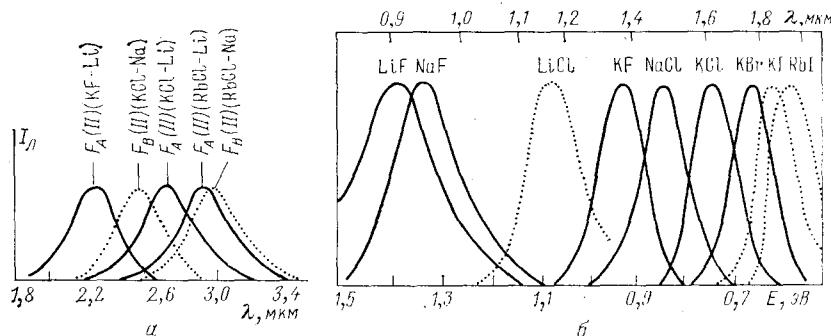


Рис. 13. Полосы люминесценции $F_A(\text{II})$ - $, F_B(\text{II})$ - (a) и F_2^+ -ЦО (b) в зависимости от параметра кубической кристаллической решетки щелочных галогенидов

λ_{\max} связано степенной зависимостью с параметром кубической кристаллической решетки d : $\lambda_{\max} \sim d^x$ ($x = 1,5 - 2,5$). Полосы люминесценции для $F_A(\text{II})$ - $, F_B(\text{II})$ - и F_2^+ -ЦО показаны на рис. 13. Видно, что, подбирая те или иные кристаллы, содержащие один и тот же тип центров, можно значительно менять диапазон генерируемых длин волн, перекрывая почти непрерывно область от 2,2 до 3,3 мкм для $F_A(\text{II})$ - и $F_B(\text{II})$ -центров и от 0,82 до 2 мкм для F_2^+ -ЦО.

Недавно в разряд лазерных была введена новая группа кристаллов, содержащих ЦО F_A -типа, включающих в состав ион Tl^+ [29, 130] или Ag^+ [30]. $F_A(Tl^+)$ -центры (в отличие от $F_A(\text{II})$ - и $F_B(\text{II})$ -центров) характеризуются умеренными величинами стоксовых потерь. Эти кристаллы позволяют перекрыть важную область спектра от 1,3 до 1,8 мкм. Создание комплексов — квазимолекулярных центров F_2 и F_2^+ , ассоциированных с примесями одновалентных и двухвалентных металлов (они обозначаются как $(F_2)_A$ - и $(F_2^+)_A$ -центры), вводимых в кристаллическую матрицу, — позволяет значительно, на тысячи обратных сантиметров, сдвигать полосы поглощения и люминесценции этих образований, тем самым еще более расширяя область перестраиваемой генерации. При этом важно различное направление сдвига в случае одновалентной примеси (Li^+ в NaF , Na^+ в KCl ; Na^+ в CaF_2 и SrF_2) — длинноволновый сдвиг и в случае двухвалентной (Mg^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+}) в LiF — коротковолновый сдвиг [24-26, 124, 125, 130-133], что позволяет управлять оптическими свойствами лазерных кристаллов с ЦО.

К настоящему времени наиболее продвинутыми оказались лазеры на центрах окраски в кристаллах LiF . F_2 - $, F_2^+$ и F_2^- -центры в LiF обладают большими силами осцилляторов электронно-колебательных переходов, ши-

рокими полосами люминесценции, четырехуровневой схемой переходов при комнатной температуре. Кроме того, кристаллы LiF сравнительно прочны механически, слабо растворяются в воде, легко обрабатываются.

Акцепторный характер F_2^+ -центров и особенности его электронной структуры обеспечивают достаточно высокую устойчивость к воздействию мощного излучения накачки. Основным недостатком F_2^+ -центров является низкая термическая стабильность. Время их полураспада при комнатной температуре равно всего 12 часам. Такая низкая стабильность была до последнего времени основным препятствием, не позволявшим создавать высокоэффективные лазеры на этих центрах, хотя эффект генерации на них был получен уже

в 1977 г.¹²². В работах^{25, 134} были предприняты попытки стабилизировать F_2^+ -центры путем введения в LiF примеси OH⁻. При этом некоторая доля F_2^+ -центров приобретала высокую термостабильность. Несмотря на это, основные генерационные свойства кристаллов снижались, понижалась также лучевая стойкость. В^{135, 136} был предложен новый способ накопления ионизированных центров, позволивший решить проблему стабильности параметров лазера на LiF- F_2^+ . Идея способа состояла в том, чтобы совместить высокую термостойкость нейтрального F_2 -центра и фотоустойчивость F_2^+ . Для этого была разработана технология, позволившая получать кристаллы LiF, содержащие только F_2 -центры. Их спектр поглощения показан на рис. 14. При накачке излучением второй гармоники неодимового лазера ($\lambda = 0,53$ мкм) или лазером на родами-не 6Ж ($0,55-0,58$ мкм) возбуждается импульсно-периодическая генерация F_2 -центров. Однако в силу фотонестабильности в канале накачки происходит ионизация F_2 -центра до F_2^+ . Это

приводит к некоторому падению и к появлению полосы F_2^+ (см. рис. 14). Поскольку излучение накачки одинаково хорошо ионизирует F_2 -центр и возбуждает F_2^+ -центры, после нескольких десятков импульсов в канале накачки наблюдается плавная смена генерации F_2 генерацией F_2^+ -центров. Кинетика накопления F_2^+ -центров показана на рис. 15. Видно, что спустя короткое время после включения накачки, поглощение в области спектра, соответствующей максимуму полосы поглощения ионизированных центров, резко увеличивается, а затем стабилизируется. В соответствии с этим стабилизируется и генерация F_2^+ -центров. Измерение по кинетике поглощения кристалла на $\lambda = 0,63$ мкм начальной скорости изменения концентрации F_2 -ЦО дает квадратичную зависимость скорости образования F_2^+ -ЦО от плотности мощности накачки (рис. 16), что свидетельствует о двухступенчатом характере процесса фотообразования F_2^+ -ЦО из нейтральных F_2 -ЦО^{137, 138}. Применение описанного способа позволило впервые применить новые активные элементы в лазере на LiF ($F_2 \rightarrow F_2^+$), эффективно работающем при комнатной температуре. В неселективном резонаторе энергетический к. п. д. для них оказался равным 24–30%, а квантовый >40% (по отношению к накачке). Активные элементы LiF ($F_2 \rightarrow F_2^+$) работают при частоте следования импульсов 100 с⁻¹ и более без

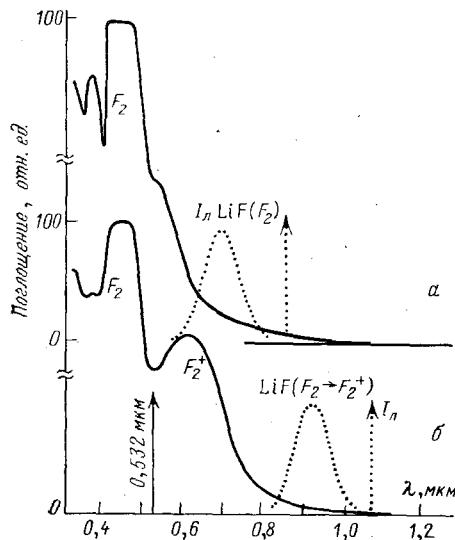


Рис. 14. Спектры поглощения (сплошные линии) и спектры люминесценции (пунктирные) γ -облученного кристалла LiF с F_2 -центрами (a) в канале накачки второй гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 0,53$ мкм) того же кристалла (b)¹³⁶

приводит к некоторому падению и к появлению полосы F_2^+ (см. рис. 14). Поскольку излучение накачки одинаково хорошо ионизирует F_2 -центр и возбуждает F_2^+ -центры, после нескольких десятков импульсов в канале накачки наблюдается плавная смена генерации F_2 генерацией F_2^+ -центров. Кинетика накопления F_2^+ -центров показана на рис. 15. Видно, что спустя короткое время после включения накачки, поглощение в области спектра, соответствующей максимуму полосы поглощения ионизированных центров, резко увеличивается, а затем стабилизируется. В соответствии с этим стабилизируется и генерация F_2^+ -центров. Измерение по кинетике поглощения кристалла на $\lambda = 0,63$ мкм начальной скорости изменения концентрации F_2 -ЦО дает квадратичную зависимость скорости образования F_2^+ -ЦО от плотности мощности накачки (рис. 16), что свидетельствует о двухступенчатом характере процесса фотообразования F_2^+ -ЦО из нейтральных F_2 -ЦО^{137, 138}. Применение описанного способа позволило впервые применить новые активные элементы в лазере на LiF ($F_2 \rightarrow F_2^+$), эффективно работающем при комнатной температуре. В неселективном резонаторе энергетический к. п. д. для них оказался равным 24–30%, а квантовый >40% (по отношению к накачке). Активные элементы LiF ($F_2 \rightarrow F_2^+$) работают при частоте следования импульсов 100 с⁻¹ и более без

принудительного охлаждения и обеспечивают расходимость излучения менее 10^{-3} рад, что близко к дифракционной расходимости^{135, 136}.

В дальнейшем были изучены различные схемы получения перестраиваемой генерации на основе новых активных элементов LiF ($F_2 \rightarrow F_2^+$). Были использованы дисперсионные резонаторы на призменных и голограммических селекторах, эталонах Фабри — Перо и дифракционных решетках при автоколлимационном и скользящем падении. Это позволило создать целую гамму нано- и пикосекундных лазеров, перестраиваемых в области 0,81—1,1 мкм с шириной спектра 0,07—3 см⁻¹. Лазеры устойчиво работают при комнатной и более высоких температурах (до 370 К) как в импульсном, так и в квазинепрерывном режимах с пиковой мощностью до 2 МВт^{139—142}.

Эффективность описанного способа предионизации $F_2 \rightarrow F_2^+$ и высокое качество новых активных элементов подтверждают последние результаты

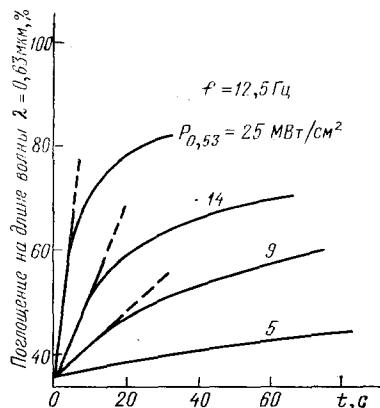


Рис. 15. Кинетика накопления F_2^+ -ЦО в активной области кристалла LiF под действием излучения с $\lambda = 0,53$ мкм различной плотности мощности¹³⁵.

Кинетика процесса $F_2 \rightarrow F_2^+$ отслеживалась по изменению поглощения излучения He—Ne-лазера ($\lambda = 0,632$ мкм)

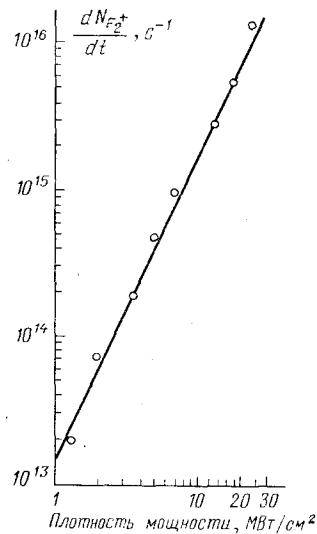


Рис. 16. Зависимость средней по большому числу импульсов скорости образования F_2^+ -ЦО в активной области кристалла LiF от плотности мощности излучения с $\lambda = 0,53$ мкм^{137, 138}.

Экспериментальные значения (кружки) хорошо соответствуют квадратичной зависимости скорости образования F_2^+ -ЦО (сплошная линия)

по получению на них генерации с низкими порогами возбуждения при ламповой накачке и при комнатной температуре¹⁴³. На активном элементе $4 \times 8 \times 40$ мм³ при энергии, подводимой к лампе, 100 Дж и длительности разряда 25 мкс получена широкополосная генерация F_2^+ -центров с $\lambda_{\max} = 0,91$ мкм и выходной энергией 14 мДж. Пороговая энергия накачки составила 30—35 Дж.

Выявление и исследование процессов спектрально-селективной фотоионизации и рекомбинации в коллективе агрегатных ЦО в кристаллах LiF и установление их связи с примесным составом кристалла и спектром излучения накачки^{137, 138} позволило на два порядка увеличить ресурс активных элементов LiF с F_2 -центрами, доведя его до 10^5 импульсов. Лазеры на активных элементах LiF- F_2 перекрывают диапазон длин волн 0,65—0,74 мкм с к. п. д. в максимуме перестроечной кривой до 10%.

Другой тип центров окраски в LiF, представляющий большой интерес для создания перестраиваемых лазеров, работающих при комнатной тем-

пературе — F_2^- -центры ¹²², ¹⁴⁴. Время полураспада этих центров при комнатной температуре исчисляется многими годами, они стабильны по отношению к воздействию мощного инфракрасного излучения накачки. Основной проблемой здесь является трудность получения кристаллов LiF с достаточно высокой концентрацией F_2^- -центров и одновременно с малыми неактивными потерями в области генерации. В последнее время эта проблема была успешно решена, в результате чего созданы активные элементы из LiF- F_2^- с высокой концентрацией F_2^- и низкими оптическими потерями ¹⁴⁵. На этих элементах построены лазеры с рекордно высокими параметрами генерации, устойчиво работающие при комнатной температуре с частотой повторения импульсов выше 100 с⁻¹. При накачке первой гармоникой излучения наносекундного лазера на гранате с неодимом к. п. д. по накачке составляет 40%, а дифференциальный к. п. д. ~50%. Полоса генерации имеет ширину 1000 см⁻¹ с максимумом 1,17 мкм. Перестраиваемый лазер на LiF- F_2^- имел ширину линии генерации <0,5 Å и диапазон перестройки 1,08—1,25 мкм. К. п. д. по накачке в максимуме перестроенной кривой ($\lambda_{\max} = 1,17$ мкм) равен 25% ¹⁴², ¹⁴⁵, ¹⁴⁶. Генерация на F_2^- -центрах с к. п. д. по накачке ~0,5% получена также при накачке гладкими импульсами лазера, работающего в режиме свободной генерации с длительностью 10⁻⁴ с ¹⁴⁵.

Таблица III

Лазеры на центрах окраски в кристаллах LiF, работающие при комнатной температуре

Тип центра	Источник накачки	$\lambda_{\text{н}}$, мкм	Режим работы	Длительность импульса	Мощность в импульсе генерации, МВт	Энергия в импульсе генерации, Дж	Область перестройки, мкм	К.п.д., %	Литература
F_2	ИАГ-Nd-лазер	0,53	Импульсно-периодический, $f \leq 100$ Гц	10 нс	0,02	$2 \cdot 10^{-4}$	0,65— 0,74	10	138
$F_2^+(\text{ОН}^-)$	ИАГ-Nd-лазер, родамин, рубин	0,53— 0,69	То же	10 нс	—	—	0,8— 1,15	10—30	92
$F_2 \rightarrow F_2^+$	Лампа ИФП-1200	0,53— 0,69	» »	10 нс	2	0,02	0,81— 1,1	30	26, 135, 136, 138, 139
$F_2 \rightarrow F_2^+$	ИАГ-Nd-лазер	0,53— 0,69	Импульсно-периодиче- кий, $f = 10$ Гц	10—30 пс	—	—	0,84— 1,1	—	140
$F_2 \rightarrow F_2^+$	Лазер на стекле ЛГС-247-2	0,53— 0,69	Квазинепре- рывный, $f \leq 30$ кГц	50 пс	0,03	$1,5 \cdot 10^{-6}$	0,85— 1,09	7	141
$F_2 \rightarrow F_2^+$	ИАГ-Nd-лазер	0,6— 0,7	Импульс- ный	25 мкс	—	0,014	0,91	0,014	143
F_2^-	Лазер на стекле ЛГС-247-2	1,06	Импульсно-периодиче- кий, $f = 100$ Гц	10 нс	12,5	0,125	1,08— 1,25	43 (50)	80, 81, 77
F_2^-	Лазер на стекле ЛГС-247-2	0,53— 0,69	То же	100 мкс	—	$0,5 \cdot 10^{-3}$	1,14	0,5	80
F_2^-	Лазер на стекле ЛГС-247-2	1,06	Импульс- ный	<0,7 нс	—	—	1,08— 1,25	—	82
F_2^-	Лазер на стекле ЛГС-247-2	1,055	Моноим- пульсный	100 нс	10^3	100	1,12— 1,16	15	85
F_2^-	4 лампы ИФП-1200	0,8—1	Импульс- ный	50 мкс	—	0,05	1,185	0,01	83, 84

Использование в качестве источника накачки лазера на стекле с неодимом, работающего в режиме самосинхронизации мод, позволило впервые реализовать перестраиваемый лазер на $\text{LiF}-\text{F}_2$ с субпикосекундной длительностью $<0,7$ пс.

На активных элементах $\text{LiF}-\text{F}_2$ размером $8,5 \times 90 \text{ мм}^2$ впервые получена генерация лазера с ламповой накачкой, работающего при комнатной температуре. Выходная энергия генерации составила 50 мДж при запасенной в конденсаторах энергии 800 Дж и длительности разряда в лампе 50 мкс^{148,149}.

В последнее время достигнуты большие успехи в технологии крупногабаритных активных элементов из фторида лития с F_2 -центрами. На элементах размером $220 \times 80 \times 40 \text{ мм}^3$ создан лазер, работающий при комнатной температуре с рекордной для перестраиваемых лазеров пиковой мощностью 10^3 МВт при энергии генерации 100 Дж и длительности 100 нс¹⁵⁰. Для его накачки использовался моноимпульсный лазер на стекле с неодимом с энергией излучений 700 Дж. В табл. III сведены параметры лазеров на ЦО в LiF .

Кристаллы $\text{LiF}-\text{F}_2$ нашли в последние годы еще одно применение в твердотельных лазерах. В¹⁵¹ было впервые обнаружено нелинейное поглощение F_2 -центров на $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, что позволило создать целую гамму неодимовых лазеров с пассивной модуляцией добротности на элементах $\text{LiF}-\text{F}_2$ ¹⁵². В качестве примеров укажем на малогабаритные импульсные лазеры на КНФС ($2 \times 50 \text{ мм}^2$) с пассивными лазерными затворами (ПЛЗ) с начальным пропусканием на $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ 64%, имеющие выходную энергию от 8 до 30 мДж при энергии накачки от 3 до 5,6 Дж^{66,67}. Другой пример — импульсно-периодический лазер на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом ($6,3 \times 80 \text{ мм}^2$) с брюстеровским ПЛЗ $\text{LiF}-\text{F}_2$ с начальным пропусканием 17%, с выходной энергией 0,1—0,2 Дж при энергии накачки 16—25 Дж и средней мощностью излучения больше 2 Вт¹⁵³. И, наконец, недавно создан мощный компактный генератор на стекле с неодимом ЛГС-247-2 (плита $40 \times 240 \times 720 \text{ мм}^3$) с ПЛЗ из $\text{LiF}-\text{F}_2$ размером $40 \times 180 \times 40 \text{ мм}^3$ с пропусканием 70%, выходной энергией 150 Дж в импульсе длительностью 150 нс при энергии накачки $7,5 \cdot 10^4$ Дж¹⁴⁷. Отметим, что возможность построения столь простых и вместе с тем надежных и эффективных систем появилась впервые.

Перестраиваемые лазеры на LiF с F_2^- , F_2^\pm - и F_2 -ЦО позволяют перекрыть важный диапазон оптического спектра от 0,65 до 1,25 мкм, плохо освоенный лазерами на красителях, используя при этом единый источник накачки — неодимовый лазер. Существенного расширения диапазона перестройки лазеров на LiF с ЦО удается достичь с помощью генерации гармоник и смешения частот в нелинейных кристаллах (табл. IV).

Таблица IV
Нелинейные преобразования частоты ЛЦО

	Нелинейный кристалл	Диапазон генерации, мкм
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^-)$	—	1,08—1,25
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^\pm)$	—	0,84—1,1
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2)$	—	0,65—0,74
$2\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^-)$	LiIO_3 , LiNbO_3	0,54—0,62
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^-) + \omega (1,06)$	LiIO_3 , LiNbO_3	0,535—0,57
$2\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^-)$	LiIO_3	0,42—0,55
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^\pm) + \omega (1,06)$	LiIO_3	0,47—0,54
$\omega (\text{LiF}-\text{F}_2^\pm) - \omega (1,06)$	GaSe	5,5—16,5

Таким образом, лазеры на LiF с ЦО являются основой для создания широкодиапазонных спектрометров видимого и инфракрасного диапазонов^{26, 142, 146}.

Институт общей физики
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Laser Rept., 1982, v. 18, p. 1.
2. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Прохоров А. М.— В кн.: Спектроскопия кристаллов.— Л.: Наука, 1978, с. 83.
3. Osiko V. V., Voropko Y. K., Sobol A. A.— In: Growth and Defect Structures/Ed. H. C. Geuehardt.— Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1984, p. 37.
4. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Осико В. В., Прохоров А. М.— В кн.: Спектроскопия кристаллов.— Л.: Наука, 1983, с. 57.
5. Осико В. В., Прохоров А. М., Щербаков И. А.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1698.
6. Воронько Ю. К., Осико В. В., Щербаков И. А.— Ibidem, 1982, т. 46, с. 970.
7. Бурштейн А. И.— УФН, 1984, т. 143, с. 553.
8. Смирнов В. А., Щербаков И. А.— В кн.: Спектроскопия кристаллов.— Л.: Наука, 1985.
9. Ткачук А. М., Петров М. В., Хилько А. В.— В кн.⁴, с. 106.
10. Жариков Е. В., Осико В. В., Прохоров А. М., Щербаков И. А.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1330.
11. Денкер Б. И., Осико В. В., Пашинин П. П., Прохоров А. М.— Вестн. АН СССР, 1982, № 6, с. 75.
12. Алексеев Н. Е., Громов А. К., Изыннеев А. А., Кравченко В. Б.— Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 622.
13. Жариков Е. В., Ильичев Н. Н., Лаптев В. В., Малютин А. А., Остроумов В. Г., Пашинин П. П., Пименов А. С., Смирнов В. А., Щербаков И. А.— Ibidem, 1983, т. 10, с. 144.
14. Жариков Е. В., Житнюк В. А., Зверев Г. М., Калитин С. П., Кураев И. И., Лаптев В. В., Онищенко А. М., Осико В. В., Пашков В. А., Пименов А. С., Прохоров А. М., Смирнов В. А., Стельмах М. Ф., Шестаков А. В., Щербаков И. А.— Ibidem, 1982, т. 9, с. 2531.
15. Жариков Е. В., Житкова М. Б., Зверев Г. М., Исаев М. П., Калитин С. П., Кураев И. И., Кущнир В. Р., Лаптев В. В., Осико В. В., Пашков В. А., Пименов А. С., Прохоров А. М., Смирнов В. А., Стельмах М. Ф., Шестаков А. В., Щербаков И. А.— Ibidem, 1983, т. 10, с. 1961.
16. Жариков Е. В., Ильичев Н. Н., Калитин С. П., Лаптев В. В., Малютин А. А., Осико В. В., Остроумов В. Г., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Смирнов В. А., Умыскова А. Ф., Щербаков И. А.— Ibidem, с. 1916.
17. Добровольский А. В., Доркин А. С., Житкова М. Б., Кураев И. И., Липатов В. А., Нархова Г. И., Никитин М. Ю., Пашков В. А., Устименко Н. С., Швом Е. М., Шестаков А. В.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1349.
18. Жариков Е. В., Ильичев Н. Н., Калитин С. П., Лаптев В. В., Малютин А. А., Осико В. В., Остроумов В. Г., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Смирнов В. А., Умысков А. Ф., Щербаков И. А.— Ibidem, с. 1354.
19. Каминский А. А. Лазерные кристаллы.— М.: Наука, 1975.
20. Беляев В. Д., Коровников А. Н., Лукин А. В., Любченко В. В., Ольховская И. А., Павлюк А. А.— В кн.: Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции «Оптика лазеров».— Л.: ГОИ, 1983, с. 20.
21. Жариков Е. В., Житнюк В. А., Кураев И. И., Лаптев В. В., Смирнов В. А., Шестаков А. В., Щербаков И. А.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1346.
22. Лунтер С. Г., Мурзин А. Г., Толстой М. Н., Федоров Ю. К., Фромзель В. А.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 103.
23. Багдасаров Х. С., Жеков В. Н., Лобачев В. А., Маненков А. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1765.
24. Гусев Ю. Л., Мареников С. И., Чеботаев В. П.— Ibidem, 1980, т. 44, с. 2018.

25. Парфиянович И. А., Хулугуров В. М., Лобанов Б. Д., Максимова Н. Г.—*Ibidem*, 1979, т. 43, с. 1125.
26. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Миронов С. Б., Осико В. В., Прохоров А. М.—*Ibidem*, 1982, т. 46, с. 1600.
27. Walling J. C., Peterson O. G., Jenssen H. P., Morris R. C., O'Dell E. W.—*IEEE J. Quantum Electron.*, 1980, v. QE-16, p. 1302.
28. Struve B., Huber G., Laptev V. V., Shcherbakov I. A., Zhagirkov E. V.—*Appl. Phys. Ser. B*, 1983, v. 30, p. 117.
29. Moulton P.—*Opt. News*, 1982, v. 8, p. 9.
30. Севастьянов Б. К., Багдасаров Х. С., Федоров Е. А., Семенов В. Б., Циглер И. Н., Чиркина К. П., Старостина Л. С., Чиркин А. П., Минаев А. А., Орехова В. П., Серегин В. С., Колеров А. Н., Врацкий А. Н.—*Кристаллография*, 1984, т. 29, с. 93.
31. Зверев Г. М.—*Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 1980, т. 44, с. 1614.
32. Воронько Ю. К., Осико В. В., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1972, т. 63, с. 693.
33. Воронько Ю. К., Осико В. В., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1968, т. 55, с. 1598.
34. Воронько Ю. К., Осико В. В., Прохоров А. М., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1971, т. 60, с. 943.
35. Артамонова М. В., Брискина Ч. М., Бурштейн А. И., Зусман Л. Д., Склезнев А. Г.—*ЖЭТФ*, 1972, т. 62, с. 863.
36. Воронько Ю. К., Мамедов Т. Г., Осико В. В., Тимошечкин М. И., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1973, т. 65, с. 1141.
37. Воронько Ю. К., Мамедов Т. Г., Осико В. В., Сакун В. П., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1976, т. 71, с. 478.
38. Денкер Б. И., Осико В. В., Прохоров А. М., Щербаков И. А.—*Квант. электрон.* 1978, т. 5, с. 849.
39. Бондарь И. А., Бурштейн А. И., Крутиков А. В., Мезенцева Л. П., Осико В. В., Сакун В. П., Смирнов В. А., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1981, т. 81, с. 96.
40. Авансесов А. Г., Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Денкер Б. И., Карасик А. Я., Максимова Г. В., Писаренко В. Ф., Прохоров А. М.—*ЖЭТФ*, 1979, т. 77, с. 1771.
41. Авансесов А. Г., Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Денкер Б. И., Максимова Г. В., Мызина В. А., Осико В. В., Федоров В. С.—*ЖЭТФ*, 1983, т. 84, с. 1028.
42. Проспект фирмы «Kigre Inc.» «Q-100: a Super-gain Laser Glass».
43. Проспект фирмы «Noxa Corporation».—May 1982.
44. Kiss Z. J., Dunstan R. C.—*Appl. Phys. Lett.*, 1964, v. 5, p. 200.
45. Hattendorff H. D., Huber G., Danielmeier M. G.—*J. Phys. Ser. C*, 1978, v. 11, p. 2399.
46. Дианов Е. М., Дмитрук М. В., Карасик А. Я., Кирпиченкова Е. О., Осико В. В., Остроумов В. Г., Тимошечкин М. И., Щербаков И. А.—*Квант. электрон.*, 1980, т. 7, с. 2105.
47. Авансесов А. Г., Денкер Б. И., Осико В. В., Остроумов В. Г., Сакун В. П., Смирнов В. А., Щербаков И. А.—*Ibidem*, 1982, т. 9, с. 682.
48. Жариков Е. В., Лаврищев С. В., Лаптев В. В., Остроумов В. Г., Сандов З. С., Смирнов В. А., Щербаков И. А.—*Ibidem*, 1984, т. 11, с. 487.
49. Жариков Е. В., Лаптев В. В., Остроумов В. Г., Привис Ю. С., Смирнов В. А., Щербаков И. А.—*Ibidem*, с. 1565.
50. Жариков Е. В., Куратов И. И., Лаптев В. В., Насельский С. П., Рябов А. И., Торопкин Г. И., Шестаков А. В., Щербаков И. А.—*Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1984, т. 48, с. 1351.
51. Ашурев М. Х., Жариков Е. В., Лаптев В. В., Насыров И. Н., Осико В. В., Прохоров А. М., Хабибуллаев П. К., Щербаков И. А.—*Ibidem*, с. 1343.
52. Данилек Ю. К., Жариков Е. В., Лаптев В. В., Минаев Ю. П., Николаев В. Н., Сидорин А. В., Торопкин Г. Н., Щербаков И. А.—*Квант. электрон.*, 1985, т. 12, с. 430.
53. Жариков Е. В., Калитин С. П., Лаптев В. В., Осико В. В., Прохоров А. М., Смирнов В. А., Щербаков И. А.—*В кн. 20* с. 246. 1985.
54. Воронько Ю. К., Осико В. В., Щербаков И. А.—*ЖЭТФ*, 1968, т. 55, с. 1598.
55. Weber H. P., Damé T. C., Danielmeier H. G., Tofield B. C.—*Appl. Phys. Lett.*, 1973, v. 22, p. 534.
56. Singh S., Miller D. C., Rotoprowiech V. P., Shick L. K.—*J. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, p. 1191.

57. Бондарь И. А., Денкер Б. И., Доманский А. И., Мамедов Т. Г., Мезенцева Л. П., Осико В. В., Щербаков И. А.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 302.
58. Воронько Ю. К., Денкер Б. И., Зленко А. А., Карасик А. Я., Кузьминов Ю. С., Максимова Г. В., Осико В. В., Прохоров А. М., Сычугов В. А., Шипуло Г. П., Щербаков И. А.— ДАН СССР, 1976, т. 227, с. 75.
59. Денкер Б. И., Максимова Г. В., Осико В. В., Прохоров А. М., Тананаев И. В.— Ibidem, 1978, т. 239, с. 573.
60. Денкер Б. И., Осико В. В., Пашиин П. П., Прохоров А. М.— Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 469.
61. Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Малютин А. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 1567.
62. Denker B. I., Cziganay I., Ilyichov N. N., Kertesz I., Malyutin A. A.— In: Proc. of Days of Hungarian Science.— University of Helsinki, Research Institute for Theoretical Physics. Internal report No. HU-TFT-IR-82-1, July 31, 1982, p. 82.
63. Авансов А. Г., Басов Ю. Г., Гармаш В. М., Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Максимова Г. В., Малютин А. А., Осико В. В., Прохоров А. М., Сычев В. В.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 1120.
64. Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Малютин А. А., Осико В. В., Пашиин П. П.— Ibidem, 1981, т. 8, с. 1598.
65. Водольянов К. Л., Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Кертес И., Малютин А. А., Осико В. В., Пашиин П. П., Цигань И.— Ibidem, с. 1595.
66. Басиев Т. Т., Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Малютин А. А., Мицов С. Б., Осико В. В., Пашиин П. П.— Ibidem, 1982, т. 9, с. 1536.
67. Басиев Т. Т., Болдырев С. А., Денкер Б. И., Ильичев Н. Н., Леонов Г. С., Малютин А. А., Мицов С. Б., Пашиин П. П.— Ibidem, 1984, т. 11, с. 1671.
68. Nagrig T., Huber G., Shcherbakov I. A.— J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 4450.
69. Бубнов М. М., Бужинский И. М., Дианов Е. М., Мамонов С. К., Михайлова Л. И., Прохоров А. М.— ДАН АН СССР, 1972, т. 205, с. 556.
70. Бубнов М. М., Бужинский И. М., Дианов Е. М., Мамонов С. К., Михайлова Л. И., Прохоров А. М.— Квант. электрон., 1973, т. 4, с. 113.
71. Алексеев Н. Е., Бужинский И. М., Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е., Рудницкий Ю. П., Эллерт Г. В.— Изв. АН СССР. Сер. «Неорганические материалы», 1969, т. 5, с. 1042.
72. Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Корягина Л. И., Суркова В. Ф.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 725.
73. Кравченко В. Б., Рудницкий Ю. П.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 661.
74. Алексеев Н. Е., Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е., Кравченко В. Б., Рудницкий Ю. П. Лазерные фосфатные стекла.— М.: Наука, 1980.
75. Бужинский И. М., Дианов Е. М., Мамонов С. К., Михайлова Л. И., Прохоров А. М.— ДАН АН СССР, 1970, т. 190, с. 558.
76. Мак А. А., Митькин В. М., Сомс А. Н., Степанов А. И., Щавелев О. С.— Оптико-мех. пром., 1971, № 9, с. 42.
77. Громов А. К., Изыннеев А. А., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б.— Физ. и химия стекла, 1976, т. 2, с. 444.
78. Щавелев О. С., Митькин В. М., Бабкина В. А., Бункина Н. Н., Степанов А. И.— Оптико-мех. пром., 1975, № 1, с. 30.
79. Алексеев Н. Е., Громов А. К., Изыннеев А. А., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 140.
80. Алексеев Н. Е., Груздев В. В., Изыннеев А. А., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Мильявский Ю. С., Розман С. Н., Фишер А. М.— Ibidem, 1978, т. 5, с. 2354.
81. Мак А. А., Митькин В. М., Полухин В. Н., Степанов А. И., Щавелев О. С.— Ibidem, 1975, т. 2, с. 850.
82. Митькин В. М.— Ibidem, 1981, т. 8, с. 484.
83. Алексеев Н. Е., Громов А. К., Изыннеев А. А., Кравченко В. Б.— Ibidem, 1982, т. 9, с. 622.
84. Алексеев Н. Е., Громов А. К., Изыннеев А. А., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б.— В кн. ²⁰, с. 245.
85. Костин В. В., Мурина Т. М.— Природа, 1967, № 10, с. 112.
86. Костин В. В., Кулевский Л. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М., Тихонов А. А.— ЖПС, 1967, т. 6, с. 33.

87. Жеков В. И., Кулевский Л. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М., Смирнов В. В.— Радиотехн. и электрон., 1970, т. 15, с. 2131.
88. Каминский А. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, с. 348.
89. Адриасян М. А., Варданян Н. В., Костанян Р. Б.— Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 1269.
90. Феофилов П. П.— В кн.: Физика примесных центров в кристаллах.— Таллин: АН ЭССР, 1972, с. 539.
91. Жариков Е. В., Жеков В. И., Кулевский Л. А., Мурина Т. М., Осико В. В., Прохоров А. М., Савельев А. Д., Смирнов В. В., Стариков Б. П., Тимошечкин М. И.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1867.
92. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Лобачев В. А., Маненков А. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М., Федоров Е. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 1496.
93. Жеков В. И., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 1871.
94. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Ibidem, с. 452.
95. Van Uitert L. G., Johnson L. F.— J. Chem. Phys., 1966, v. 44, p. 3514.
96. Жеков В. И., Зубов Б. В., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М., Шевель А. Ф.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 749.
97. Жеков В. И., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Ibidem, 1981, т. 8, с. 451.
98. Жеков В. И., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Ibidem, 1984, т. 11, с. 189.
99. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Лобачев В. А., Маненкова А. М., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1765.
100. Водопьянов К. А., Кулевский Л. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1820.
101. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Кулевский Л. А., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 1959.
102. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Малютин А. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М.— Ibidem, 1982, т. 9, с. 853.
103. Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Малютин А. А.— Ibidem, с. 2280.
104. Андреева Л. И., Водопьянов К. Л., Кайдалов С. А., Калинин Ю. М., Карасев М. Е., Кулевский Л. А., Лукашев А. В.— Ibidem, 1985.
105. Snitzer E., Woodcock R.— Appl. Phys. Lett., 1965, v. 6, p. 45.
106. Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е., Изыннеев А. А., Кравченко В. Б., Рудницкий Ю. П.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 428.
107. Алексеев Н. Е., Гапонцев В. П., Изыннеев А. А., Жаботинский М. Е., Кравченко В. Б., Рудницкий Ю. П.— В кн.: Исследования в области радиотехники и электроники.— М.: ИРЭ АН СССР, 1975, ч. 2, с. 401.
108. Галант Е. И., Калинин В. Н., Лунтер С. Г., Мак А. А., Пржевалский А. К., Прилежаев Д. С., Толстой М. Н., Фромзель В. А.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 2187.
109. Калинин В. Н., Мак А. А., Прилежаев Д. С., Фромзель В. А.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1328.
110. Гапонцев В. П., Рудницкий Ю. П.— В кн.: Тезисы Всесоюзного совещания по инженерным проблемам УТС.— Л.: ГКИАЭ СССР, 1974, с. 3д.
111. Мак А. А., Серебряков В. А., Фромзель В. А.— Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 1461.
112. Мурзин А. Г., Фромзель В. А.— Ibidem, с. 495.
113. Гаронтsev V. P., Matitsin S. M., Isinnev A. A., Kgauchenko V. B.— In: Proc. of Intern. Conference on Lasers-81.— McLean, VA: STS Press, 1981.
114. Гапонцев В. П., Сверчков Е. И.— В кн.: Тезисы докладов I Всесоюзной конференции «Оптика лазеров».— Л.: ГОИ 1977, с. 8.
115. Лунтер С. Г., Мурзин А. Г., Толстой М. Н., Федоров Ю. К., Фромзель В. А.— Опт. и спектр., 1983, т. 55, с. 583.
116. Лунтер С. Г., Мурзин А. Г., Толстой М. Н., Федоров Ю. К., Фромзель В. А.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 103.
117. Гаронтsev V. P., Громов А. К., Isinnev A. A., Kgauchenko V. B., Matitsin S. M., Sirtlakov M. R., Platonov N. S.— In: Proc. of Intern. Conference Lasers-82.— McLean, VA, STS Press, 1982, p. 310.

118. Fritz B., Menke E.—Sol. State Commun., 1965, v. 3, p. 61.
119. Mollenauer L. F., Olson D. H.—Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 386.
120. Beigang R., Litfin G., Welling H.—Ibidem, 1977, v. 31, p. 381.
121. Гусев Ю. Л., Коноплин С. Н., Мареников С. И.—Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2024.
122. Гусев Ю. Л., Мареников С. И., Чеботаев В. П.—Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 305.
123. Litfin G., Welling H. Colour Centre Lasers.—В кн.: Нелинейная оптика: Труды VI Вавиловской конференции.—Июнь 1979, ч. 1, с. 250.
124. Архангельская В. А., Феофилов П. П.—Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 1141.
125. Mollenauer L. F.—In: Defects in Insulating Crystals: Proc. of the Intern. Conference. Riga, 18—23 May, 1981—Riga: Physical Institute, 1981, p. 524.
126. Шкадаревич А. П., Ярмолкович А. Р. Новые лазерные среды на центрах окраски в сложных фторидах: Препринт ИФАН БССР № 361—Минск, 1985, с. 24.
127. Henderson B. Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 437.
128. Михнов С. А., Войтович А. П., Конопнов В. А., Усков В. Н., Гринкевич В. Э. Генерация перестраиваемого по частоте излучения на кристалле сапфира с центрами окраски: Препринт ИФАН БССР № 367.—Минск, 1985, с. 8.
129. Gellermann W., Luty F., Pollock C. R.—Opt. Commun., 1981, v. 39, p. 391.
130. Gellermann W., Koch K. P., Luty F.—Laser Focus, April 1982, p. 71.
131. Гусев Ю. Л., Кирличников А. В., Коноплин С. Н., Мареников С. И.—Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 1376.
132. Ермикова Н. П., Иванов Н. И., Михаленко А. А., Хулугуров В. И., Чепурной В. А.—В кн.: Тезисы VI Республикаской конференции молодых ученых «Исследования в области спектроскопии и квантовой электроники».—Вильнюс: ВГУ, 1983, т. 114.
133. Парфиянович И. А., Хулугуров В. М., Иванов Н. А., Михаленко А. А., Чепурной В. А., Шкадаревич А. П.—В кн.: Перестраиваемые по частоте лазеры/Под ред. В. П. Чеботаева.—Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984, с. 98.
134. Хулугуров В. М., Лобанов Б. Д.—Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 1471.
135. Басиев Т. Т., Миров С. Б., Прохоров А. М.—ДАН СССР, 1979, т. 246, с. 72.
136. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Миров С. Б., Осико В. В., Прохоров А. М.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 661.
137. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Кирличенкова Е. О., Миров С. Б., Осико В. В.—Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1982, № 3, с. 3.
138. Миров С. Б. Автореферат канд. диссертации.—М.: ФИАН СССР, 1983, с. 27.
139. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Кирличенкова Е. О., Миров С. Б., Осико В. В., Соскин М. С., Тараненко В. Б.—Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 419.
140. Басиев Т. Т., Воробьев Н. С., Миров С. Б., Осико В. В., Пашинин П. П., Постовалов В. Е., Прохоров А. М.—Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 316.
141. Басиев Т. Т., Лохныгин В. Д., Миров С. Б., Онищуков Г. И., Фомичев А. А.—В кн.¹³³, с. 399.
142. Басиев Т. Т., Карпушко Ф. В., Миров С. Б., Морозов В. П., Саскевич Н. А., Синицын Г. В., Тараненко В. Б., Шкадаревич А. П.—Ibidem, с. 83.
143. Карпушко Ф. В., Саскевич Н. А., Синицын Г. В. Лазер на кристалле $\text{LiF}-\text{F}_2^+$ с ламповойнакачкой: Препринт ИФАН БССР № 385.—Минск, 1985.
144. Гусев Ю. Л., Коноплин С. Н.—Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 1348.
145. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Миров С. Б., Осико В. В., Прохоров А. М., Соскин М. С., Тараненко В. Б.—Ibidem, 1982, т. 9, с. 1741.
146. Басиев Т. Т., Бураков В. С., Ковалев Д. В., Миров С. Б., Морозов В. П., Прохоров А. М., Синицын Г. В., Шкадаревич А. П.—Ibidem, 1983, т. 10, с. 1919.
147. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Ершов Б. В., Кравцов С. Б., Федоров В. В.—Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1984, № 2, с. 36.
148. Карпушко Ф. В., Морозов В. П., Синицын Г. В.—Усиление и генерация на кристаллах $\text{LiF}-\text{F}_2^-$: ЦО: Препринт ИФАН БССР № 316.—Минск, 1983.

149. K a g r u s h k o F. V., M o g o z o v V. P., S i n i t s y n G. V.— In: Proc. of Third Intern. Conference of Infrared Physics/Eds W. Ruegsegger, F. K. Kneubuhl.— Zürich, 1984, p. 427.
150. B a s i e v T. T., E r s h o v B. B., K r a v c o v C. B., M i r o v C. B., S p i r i-
d o n o v B. A., F e d o r o v B. B.— Квант. электрон., 1985, т. 12, с. 4125.
151. G u s e v J. L., K o n o p l i n C. H., K i r p i c h n i k o v A. B., M a r e n i n-
i k o v C. I.— В'кн.: Лазеры с перестраиваемой частотой.— Новосибирск: ИТФ СО
АН СССР, 1980, с. 116.
152. B a s i e v T. T., B o r o v n i k o v Y. K., M i r o v C. B., O s i k o V. B., P r o-
x o r o v A. M.— Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 837.
153. B a s i e v T. T., I c h o k i J. J., L y s o i J. G., M i r o v C. B., C h e r e d-
n i c h e n k o O. B.— Ibidem, 1983, т. 10, с. 619.