

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИМПУЛЬСНЫХ КАСКАДНЫХ INGAAS-INALAS ЛАЗЕРАХ ($\lambda \sim 8$ МКМ)**И.В. Анохин, А.В. Маругин***ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) с узкополосным спектром и возможностью плавной перестройки частоты излучения открывают новые возможности в области ИК-систем, в том числе – в спектроскопии молекулярных соединений. Каскадный лазер – это униполярный полупроводниковый излучатель, работающий на основе внутризонных переходов электронов в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами, формирующих чередующиеся инжекторные и активные зоны (30 – 50 элементов каскада) [1, 2]. Длина волны излучения ККЛ определяется, таким образом, не шириной запрещенной зоны полупроводника, а геометрией квантово-размерных структур, что позволяет управлять рабочей длиной волны излучателя в широком диапазоне инфракрасного спектра.

Существенным ограничением работоспособности ККЛ являются значительные внутренние оптические потери, которые приводят к формированию повышенных пороговых токов накачки, что в свою очередь усугубляет проблему тепловыделения. Нестабильность теплового режима ККЛ проявляется в сильной температурной зависимости рабочих характеристик. Как следствие, при температурах $T \sim 300$ °К в непрерывном режиме наблюдается интенсивный нагрев активной зоны, вызывающий уширение спектральной линии, снижение выходной мощности и постепенную деградацию параметров вследствие термоциклических нагрузок [1].

В последние годы в нашей стране продолжают активно развиваться технологии производства ККЛ, в частности, в ФТИ им. А.Ф.Иоффе (С.-П.). Однако, несмотря на значительный прогресс в разработке ККЛ за рубежом, российские аналоги пока остаются менее изученными с точки зрения их практического применения, в том числе – и в лазерной спектроскопии. На данный момент существуют образцы ККЛ, излучающие в среднем ИК-диапазоне и работающие в импульсном режиме при комнатной температуре. Изучению такого рода образцов ККЛ на основе гетероструктур InGaAs – InAlAs с рабочей длиной волны $\lambda \sim 8$ мкм и посвящена данная работа.

Для проведения экспериментов по изучению тепловых режимов работы излучателя был создан измерительный стенд, состоящий из лазера с импульсным драйвером, синхронного детектора Stanford Research SR810; осциллографа OWON SDS1202, юстировочного комплекса на основе ZnSe оптики и спектрометра Solar M266. С устройства управления амплитудой тока подавались импульсы длительностью в несколько сотен наносекунд, что потребовало использования специальных адаптированных драйверов и комплекса мер по обеспечению электромагнитной совместимости аппаратуры. В качестве элемента управления температурным режимом излучателя использовались микрохолодильники, основанные на эффекте Пельтье. Анализ сигналов производился на PC со специализированной программой для обработки сигнала в среде LabView.

Исследованные лазеры на основе гетероструктур InGaAs – InAlAs были изготовлены в качестве опытных образцов в ФТИ им. А.Ф.Иоффе (С.-П.) [3]. В излучателях реализован оптический резонатор Фабри-Перо за счет сколов граней кристалла, длина резонатора составляла 3 мм, ширина активной зоны – 40 мкм. Лазеры способны

работать при комнатной температуре в импульсном режиме в диапазоне тока питания до ~ 10 А. Длина волны генерации излучателей составляет $\sim 7,85$ мкм, лазер при этом имеет многочастотный спектр с количеством продольных мод от 3 до 10 в зависимости от режима возбуждения.

Были проведены исследования выходных ватт-амперных характеристик излучателей при разных температурах подложки. Результаты измерений показаны на рис. 1. Известно, что для полупроводниковых лазеров характерна экспоненциальная зависимость порогового тока от температуры вида

$$I_{\text{пор}} = I_0 \cdot \exp(T/T_0), \text{ где характеристический параметр } T_0 \text{ намного}$$

ниже рабочей комнатной температуры (для исследованных образцов он по результатам измерений имел значение $T_0 \approx 105^\circ\text{K}$). Такая особенность приводит к резкому изменению выходной пиковой мощности лазера при его разогреве или охлаждении при неизменном уровне возбуждения. Таким образом, регистрация вариаций уровня выходной мощности при фиксированном уровне накачки позволяет реализовать эффективный и простой метод контроля мгновенных значений температуры активного слоя, что является необходимым условием при реализации спектроскопических систем на основе каскадных лазеров. Следует отметить, что альтернативные варианты подобных методик могут быть основаны, например, на регистрации фотолуминесценции слоев каскадной структуры под воздействием внешнего облучения образца дополнительным лазерным излучением видимого диапазона [4], что, несомненно является гораздо более сложным вариантом подобной диагностики.

На рис. 2 представлена характерные осциллограммы импульса тока лазерного драйвера ($I = 3,5$ А) и соответствующего сигнала с фотодиода, регистрирующего лазерное излучение. Наблюдается характерное падение мощности излучателя в течение импульса, обусловленное разогревом активного слоя. По виду наблюдаемого спада мощности с учетом данных, представленных на рис. 1, можно оценить величины дополнительного разогрева активной зоны ККЛ при пропускании импульсов тока через структуру. Расчеты показывают, что, например, при амплитуде импульса тока 3,5 А разогрев лазерной среды происходит непрерывно в течение импульса тока и достигает значений $\sim 10^\circ\text{K}$ при длительности возбуждающего импульса 400 нс. Следует отметить, что при росте тока накачки температурный разогрев оказывается пропорциональным уровню питания лазера.

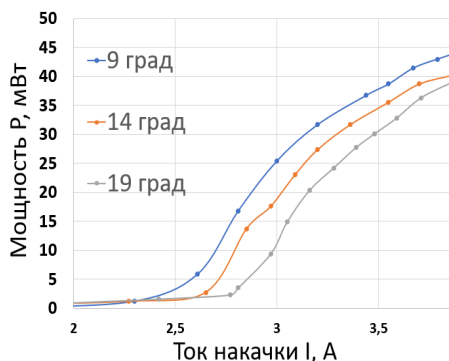


Рис. 1

Были измерены спектры генерации ККЛ для разных температур подложки (теплоотвода), при этом рабочая температура излучателя контролировалась с помощью термоэлектрического элемента Пельтье (в диапазоне $5^{\circ}\text{--}30^{\circ}\text{C}$), а длительность импульсов накачки устанавливались на минимальном значении – 80 – 100 нс. Результаты измерений показывают, что в соответствии с теоретической моделью ККЛ линия усиления лазера слабо зависит по частоте от температуры активного

слоя, так как определяется взаимным положением локализованных уровней в каскадах квантовых ям. Это приводит к тому, что огибающая спектра генерации ККЛ, в отличие от традиционных межзонных полупроводниковых лазеров демонстрирует с изменением температуры только незначительные спектральные сдвиги, не превышающие 0,05 нм/град.

С другой стороны, разогрев полупроводниковой среды вызывает, в свою очередь, пропорциональное увеличение оптической длины резонатора из-за температурного роста показателя преломления с коэффициентом $dn/dT \approx 3 \cdot 10^{-4}$ 1/град. В результате частота отдельной моды свипирует в пределах каждого импульса со скоростью перестройки $d\lambda/dT \approx 0,7$ нм/град. Следует отметить, что для исследованных структур ККЛ расстояние между продольными модами составляет $\Delta\lambda = 3,07$ нм, и таким образом, мгновенный разогрев активного слоя в течение импульса накачки приводит к тому, что уже при длительности импульса питания лазера $\tau \sim 200$ нс происходит полное перекрытие межмодового интервала.

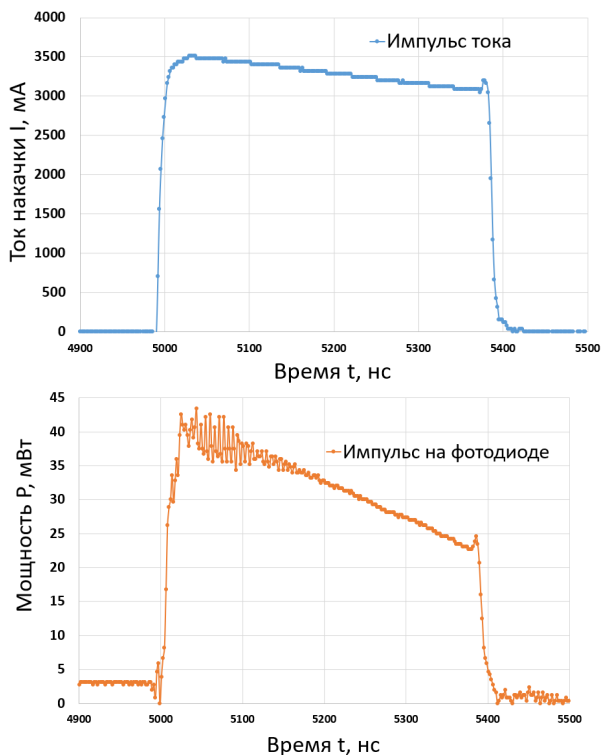


Рис. 2

Для систем лазерной спектроскопии газовых соединений требуется обеспечить за счет перестройки зондирующего лазерного излучения спектральное согласование с компонентами вращательной структуры исследуемого газа. Управление спектральными параметрами лазера за счет регулировки уровня тока возбуждения ККЛ не способно обеспечить достаточно широкозонную перестройку частоты излучателя и может использоваться только для окончательной прецизионной подстройки излучателя. В этом плане температурный канал управления частотой излучения ККЛ может рассматриваться как основной метод реализации спектрометра с ККЛ в качестве источника зондирующего излучения в системах оптической диагностики молекулярных соединений. В рамках данной работы была экспериментально продемонстрирована реализация метода абсорбционной лазерной спектроскопии с ячейкой, заполненной эталонным газом N_2O , у которого колебательно-вращательная структура основного колебательного терма (симметричное валентное колебание ν_1 ($\sim 1285 \text{ см}^{-1}$) [5]) соответствует по частоте спектру излучения исследованных нами образцов ККЛ. Полученные предварительные результаты показали эффективность использования импульсных ККЛ с оптимальными параметрами возбуждения для мониторинга газов в диапазоне длин волн $\sim 8 \text{ мкм}$.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Faist J. «Quantum Cascade Lasers» // Oxford University Press. 2013. 306 p.
- [2] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [3] Дюделев В.В., Черотченко Е.Д., Врубель И.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50, вып. 22. С.65.
- [4] Lops A., Spagnolo V., Soamarcio G. // J.Appl.Phys. 2006. 100-043109.
- [5] <https://hitran.iao.ru/molecule/simlaunch?mol=4>

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ Nd:YAG-ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1338 НМ: ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И МЕДИЦИНСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

А.В. Аппанова, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на основе алюмоиттриевого граната с неодимом ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$), генерирующие на длине волны 1338 нм (переход ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$), представляют значительный интерес для медицинских приложений. Однако реализация эффективной генерации на данном переходе затруднена сильной конкуренцией со стороны более сильной основной линии 1064 нм, сечение вынужденного излучения которой примерно в 5 раз выше. Кроме того, низкий коэффициент ветвления люминесценции для перехода 1338 нм приводит к высоким пороговым мощностям накачки и значительному тепловыделению в активном элементе [1]. Возникающий эффект тепловой линзы приводит к деформации резонатора и ухудшению пространственного профиля пучка. В данной работе исследуются энергетические, временные и спектральные характеристики лазера, а также рассматриваются основы его применения в медицине.

Высокий интерес к использованию данной длины волны в медицине обусловлен характером её взаимодействия с основными поглотителями (хромофорами) биологических тканей, в первую очередь – с водой. На длине волны 1338 нм коэффициент поглощения излучения водой существенно выше ($\mu_a = 5\text{--}15 \text{ см}^{-1}$), чем на классической длине волны 1064 нм ($\mu_a = 0,15\text{--}0,3 \text{ см}^{-1}$), что обеспечивает меньшую глубину проникновения пучка в ткань: 0,1–0,2 мм для 1338 нм и 3–10 мм для 1064 нм [2]. Это делает лазер на 1338 нм идеальным прецизионным, «поверхностным» инструментом.

Данный лазер применяется в следующих отраслях медицины: в косметологии он используется для неаблятивного омоложения, лечения растяжек и рубцов. Он создает в коже микроканалы коагуляции, запуская процесс образования нового коллагена в 3–4 раза быстрее, чем другие методики, причем риск ожогов из-за меланина у пациентов с темной кожей здесь минимален [3]. В хирургии и эндоскопии (например, при бронхоскопии) уникальное поглощение в воде и плазме крови позволяет использовать лазер в качестве высокоточного оптического скальпеля. В отличие от обычного скальпеля, луч мгновенно испаряет клеточную воду, делая разрез предельно тонким, и одновременно надежно «заваривает» мелкие кровеносные сосуды — осуществляет коагуляцию. Клинические данные подтверждают его высочайшую эффективность при лазерной резке очаговых поражений (например, при туберкулемах и метостазах), позволяя максимально сохранять здоровые ткани пациента [4].

Описание эксперимента и обсуждение полученных результатов

Излучение непрерывного диодного лазера фокусировалось в активный элемент Nd:YAG с помощью оптической системы линз. Для подавления паразитной генерации на основной линии 1064 нм использовались селективные диэлектрические зеркала, обеспечивающие высокие потери на длине волны 1064 нм и максимальное отражение для целевой линии 1338 нм. Оптический резонатор был образован входным глухим зеркалом (с высоким пропусканием на 808 нм ($T > 90\%$)) и максимальным отражением в

диапазоне 1.3 мкм ($R=92\%$) и выходным зеркалом с коэффициентом пропускания $T=8\%$ на рабочей длине волны. Для подавления паразитной генерации на переходе 1064 нм оба зеркала резонатора имели покрытие с высоким коэффициентом пропускания на этой длине волны. Измерение выходной мощности лазера проводилось с помощью измерителя мощности EO SOLO2 Gentec Laser Power Meter, а временная динамика излучения регистрировалась фотодиодом и цифровым осциллографом Tektronix TD S2024. В ходе экспериментов были получены зависимости выходной мощности лазера от мощности диодной накачки для двух длин оптического резонатора (рис. 1).

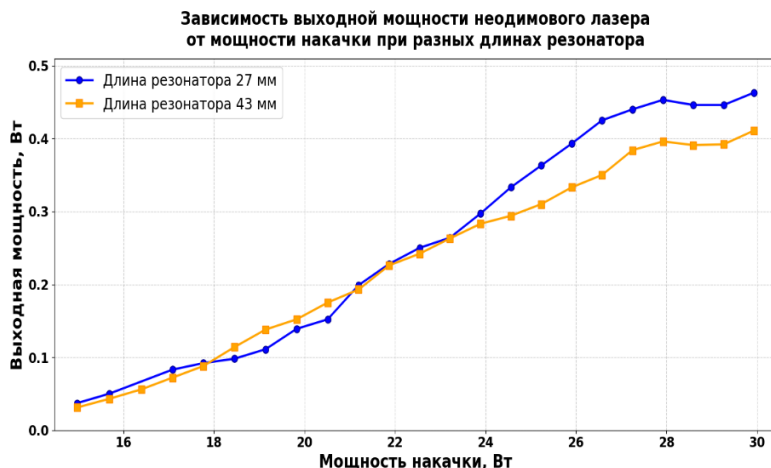


Рис. 1

Выходные кривые имеют линейный характер вблизи порога генерации с последующим загибом, вызванным тепловыми эффектами в лазерной среде. По результатам измерений, при длине резонатора 27 мм максимальная выходная мощность составила 463 мВт, полный КПД достиг 1,62 %, а дифференциальный КПД лазера достиг 3,5%. При длине резонатора 43 мм максимальная мощность равнялась 411 мВт, $\eta_{\text{полн}} = 1,37\%$ и $\eta_{\text{диф}} = 2,5\%$. Уменьшение длины резонатора до 27 мм позволило повысить максимальную мощность на 12,5%,

Также были исследованы генерационные характеристики лазера, работающего в различных режимах. Были получены осциллограммы излучения Nd:YAG-лазера как в режиме свободной генерации, так и в режиме модуляции добротности резонатора. В режиме свободной генерации (рис.2) наблюдаются релаксационные колебания: хаотичная последовательность импульсов с нестабильной амплитудой и случайными интервалами. Это происходит из-за неконтролируемого сброса накопленной энергии.

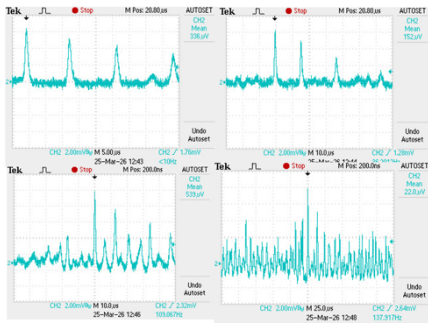


Рис. 2

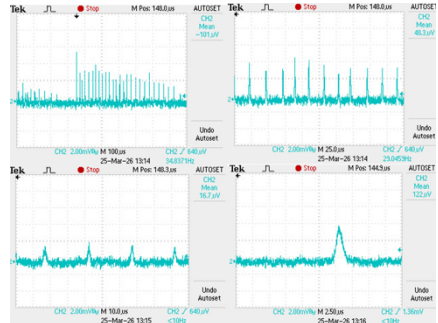


Рис. 3

На рис. 3 показан режим пассивной модуляции добротности резонатора. Для перевода лазера в режим модуляции добротности в резонатор помещался пассивный затвор. Он представляет собой кристалл алюмоиттриевого граната, легированный ионами четырехвалентного хрома (YAG:Cr^{4+}), с начальным (линейным) коэффициентом пропускания $T_0 = 92\%$. При введении модулятора в резонатор картина кардинально меняется: импульсы становятся строго эквидистантными (то есть регулярными), их амплитуда выравнивается, а длительность остается такой же. Для медицинских задач именно такой стабильный и регулярный режим является критически важным для дозированного и точного воздействия на ткани.

Также был снят спектр генерации (рис. 4). В нем наблюдается сильная линия на целевой длине волны 1338 нм. Также наблюдается вторая, менее интенсивная линия на длине волны 1318 нм. Ее появление обусловлено штарковским расщеплением верхнего и нижнего энергетических уровней рабочего перехода.

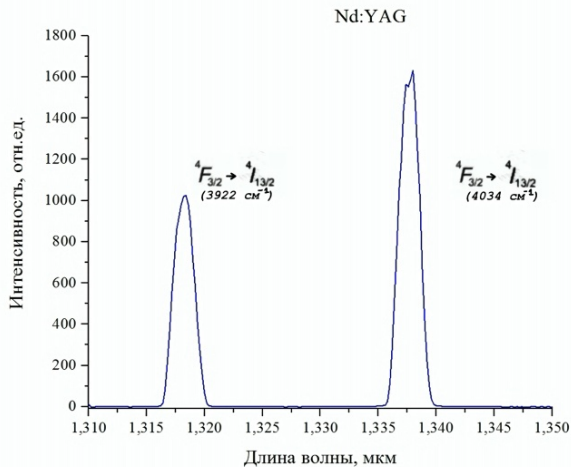


Рис. 4

Оба этих перехода происходят с одного и того же верхнего метастабильного уровня ${}^4F_{3/2}$ в один и тот же нижний мультиплет ${}^4I_{13/2}$, и обладают одинаковым сечением излучения. Наличие конкуренции между этими переходами делает задачу селекции критически важной. Для генерации на длине волны 1338 нм необходимо использовать селективный резонатор. Например, размещая внутри резонатора дисперсионную призму или заменяя одно из зеркал дифракционной решёткой.

Таким образом, в рамках данной работы были проведены исследования генерационных характеристик неодимового лазера с диодной накачкой. Полученные зависимости выходной мощности лазера от длины резонатора показали, что уменьшение длины резонатора приводит к росту выходной мощности. Экспериментально показана возможность получения генерации неодимовым лазером высокостабильных, регулярных импульсов на длине волны 1338 нм.

Ключевой особенностью излучения на этой длине волны является её сильное поглощение водой в биологических тканях (в 30–50 раз выше, чем на 1064 нм), что обеспечивает предельно малую глубину проникновения (~0.1–0.2 мм) и делает данный лазер идеальным для прецизионных поверхностных медицинских процедур: неаблятивного омоложения, шлифовки кожи и контролируемого поверхностного рассечения тканей с хорошим гемостазом.

- [1] Зверев Г. М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом // – М.: Радио и связь, 1985, с. 144.
- [2] Серебряков В.А. // Лазерные технологии в медицине – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009, с. 266.
- [3] Meyer C. P., Koryllos A., Hindricks D. et al. // *Frontiers in Surgery*. 2021. Vol. 8. P. 646269.
- [4] Levy J. L., Trelles M., Lagarde J. M. et al. // *Annals of Plastic Surgery*. 2001. Vol. 47. P. 482.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛА ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА

В.А. Еголин, А.П. Савикин, С.В. Курашкин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Матрицы, легированные ионами Ho³⁺, позволяют преобразовывать лазерное излучение в диапазоне 1800-2150 нм в видимый свет (см., например, [1]). Задача визуализации излучения в данной области возникла в связи с применением ИК-лазеров в системах мониторинга окружающей среды, клинической медицине и др. областях [2, 3].

Интерес к изучению ап-конверсионной люминесценции пары ионов Er³⁺-Ho³⁺ при возбуждении излучением в области 2 мкм появился из-за наличия у ионов Er³⁺ перехода $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$, энергия которого близка к энергии перехода $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ ионов Yb³⁺. Из литературы известно, что введение донорного иона Yb³⁺ обеспечивает высокий выход ап-конверсионной люминесценции (см., например, [4,5]). Это обусловлено большой величиной сечения поглощения на переходе $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ по сравнению с акцептором и увеличением отношения вероятности суммирования энергии возбуждения к вероятности кросс-релаксации [6]. Так, донор-акцепторная пара Yb³⁺-Ho³⁺ эффективно преобразует ИК-излучение в области 2 мкм в видимое с длинами волн 490, 545 и 650 нм [7].

Интенсивность ап-конверсионной люминесценции существенно зависит от выбора матрицы, в которую внедрён ион. Высокой эффективностью ап-конверсии обладают соединения на фторидной основе благодаря их малой вероятности безызлучательной многофононной релаксации. К таким средам относится фторидное стекло ZBLAN (ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF).

Результаты

Исследована ап-конверсионная люминесценция стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ при возбуждении излучением Tm³⁺:YAP лазера с длиной волны 1,94 мкм. В видимой части спектра наблюдались полосы в диапазонах длин волн 515-560 нм и 630-680 нм. Наибольшую интенсивность имела красная линия на длине волны 655 нм, соответствующая переходам $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ионов Er³⁺ и $^5F_5 \rightarrow ^5I_8$ ионов Ho³⁺. Зелёная полоса состояла из двух пиков. Линия с длиной волны 520 нм относилась к переходу $^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ионов Er³⁺, а линия в области 540 нм соответствовала переходам $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ионов Er³⁺ и $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$ ионов Ho³⁺.

Проведены исследования концентрационных зависимостей интенсивности ап-конверсионной люминесценции. Показано, что с увеличением концентрации ионов Ho³⁺ интенсивность люминесценции возрастает, а добавление ионов Er³⁺ способствует значительному увеличению эффективности ап-конверсии.

На основе измеренных спектров ап-конверсионной люминесценции и кинетики послесвечения синтезированных образцов составлена схема взаимодействия ионов Er³⁺ и Ho³⁺ в процессах ап-конверсии. На рисунке проиллюстрированы предполагаемые механизмы обмена энергией между ионами.

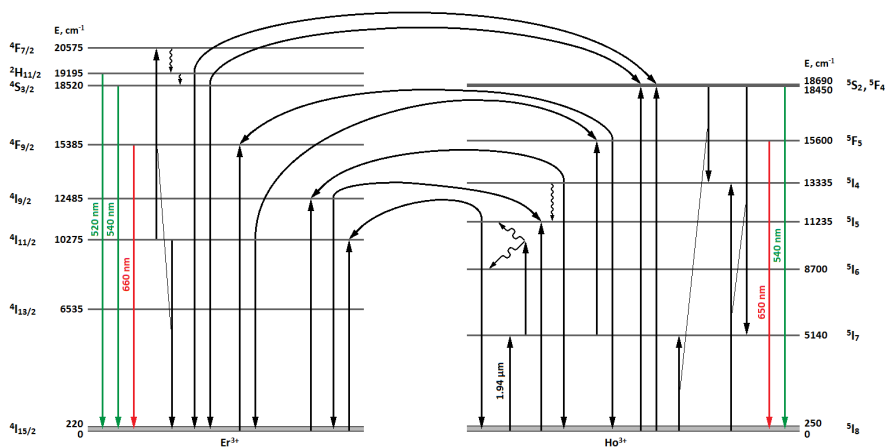


Рис.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Ляпин А.А., Рябочкина П.А., Ушаков С.Н., Федоров П.П. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 6. С. 602.
- [2] Walsh B.M. // Laser Phys. 2009. Vol. 19, no. 4. P. 855.
- [3] Wenk S., Fürst S., Danicke V., Kunde D.T. // In.: Advances in Medical Engineering. / Ed. by T.M. Buzug, D. Holz, J. Bongartz, M. Kohl-Bareis, U. Hartmann, S. Weber. – Heidelberg: Springer, 2007. P. 447.
- [4] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, № 1. P. 101.
- [5] Lemański K., Pązik R., Dereń P.J. // Opt. Mater. Vol. 34, no. 12. P. 1990.
- [6] Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. // В кн.: Центры свечения редкоземельных ионов в кристаллофосфорах. / Ред. Н.Г. Басов – Москва: Изд-во Наука, 1986. С. 4.
- [7] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Гришин И.А. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120, no. 6. С. 963.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫХ СТЕРЖНЯХ Cr:ZnSe

Д.А. Нуждин, О.В. Мартынова, В.А. Еськин,
А.П. Савикин, С.В. Курашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на кристаллах Cr:ZnSe являются широко распространенными источниками излучения среднего инфракрасного диапазона (2–3 мкм). Под воздействием интенсивной накачки внутри Cr:ZnSe формируется неоднородное температурное поле, и как следствие, неоднородное распределение показателя преломления, что в совокупности с высоким значением термооптического коэффициента ($dn/dT = 6,4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [1]) приводит к возникновению сильной тепловой линзы в активном элементе. Данное явление ограничивает стабильность лазерного резонатора и ведет к снижению качества выходного пучка.

Традиционно в рассматриваемых лазерах используются плоскопараллельные активные элементы с однородным распределением концентрации ионов хрома. В качестве перспективной альтернативы в работе рассматривается переход к цилиндрической геометрии активного элемента (стержень) в сочетании с радиально-неоднородным профилем легирования. Такой подход позволяет перераспределять тепловыделение в объеме активной среды за счет снижения концентрации активных ионов в центральной зоне и ее контролируемого увеличения к периферии кристалла, что потенциально может привести к уменьшению оптической силы наведенной тепловой линзы по сравнению с однородно легированными активными элементами.

Целью настоящей работы является сравнительное исследование температурных полей, формирующихся при торцевой накачке в стержнях Cr:ZnSe с однородным и радиально-неоднородным профилями легирования.

Моделирование температурных полей

Моделирование стационарного температурного поля проводилось в стержне Cr:ZnSe длиной $L = 5$ мм и радиусом $R = 2$ мм. Его нагрев обусловлен поглощением непрерывного излучения накачки с длиной волны $\lambda_p = 1908$ нм. Предполагалось, что распределение интенсивности накачки по поперечной координате r является гауссовым. Для сравнительного анализа в качестве эталонного был выбран однородно легированный стержень с концентрацией хрома $N_{Cr0} = 5,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, что при ненасыщенном коэффициенте поглощения $\alpha_0 = \sigma_{abs} N_{Cr0} = 3,5 \text{ cm}^{-1}$ обеспечивает поглощение $\eta_{abs} = 82,6$ % падающей мощности накачки. Расчеты проводились для мощностей P_{in} в диапазоне от 0,5 до 20 Вт для четырех значений радиуса пучка накачки w_p : 250, 500, 750 и 1000 мкм. Для каждого из перечисленных значений w_p посредством решения задачи диффузии был найден радиально-неоднородный профиль $N_{Cr}(r)$ такой, чтобы доля поглощенной мощности накачки соответствовала случаю однородного легирования (рис. 1).

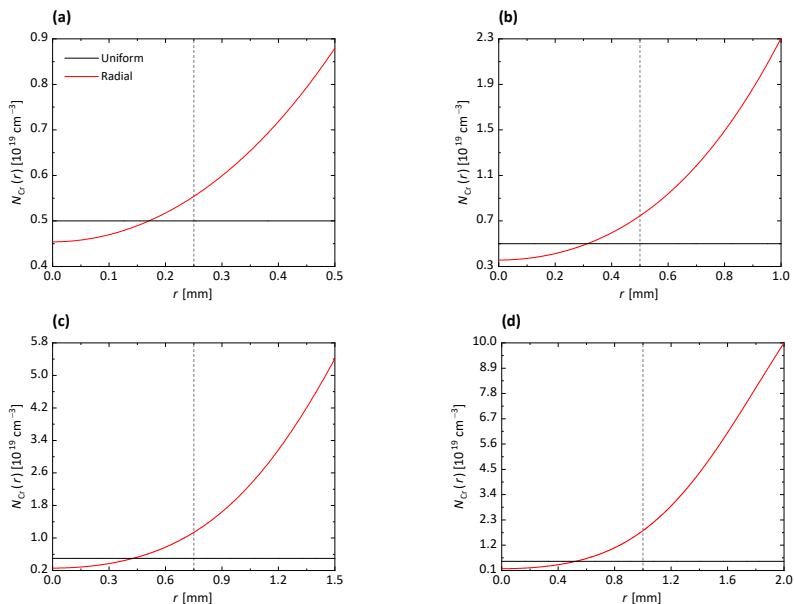


Рис. 1

Моделирование температурных полей в стержне Cr:ZnSe для каждого профиля легирования проводилось в двух постановках: в приближении постоянной теплопроводности $\kappa_C = 18,79 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ и с учетом ее температурной зависимости $\kappa(T)$, представленной в работе [2]. Второй подход позволяет перейти к более точному описанию градиента температуры в стержне при высоких уровнях накачки.

Расчет пространственного распределения температуры $T(r, z)$ проводился в программном пакете COMSOL Multyphysics на основе решения стационарного уравнения теплопроводности

$$\nabla \cdot [\kappa(T) \nabla T(r, z)] + Q(r, z) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием на поверхности стержня

$$-\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_S = h(T_c - T|_S), \quad (2)$$

где коэффициент теплоотдачи $h = 0,25 \text{ Вт см}^{-2} \text{ К}^{-1}$ [3] на боковой поверхности, находящейся в сухом контакте с медным радиатором, поддерживаемом при температуре $T_c = 300 \text{ К}$, $h = 5,6 \times 10^{-4} \text{ Вт см}^{-2} \text{ К}^{-1}$ на торцевых гранях. Объемная плотность тепловыделения $Q(r, z)$ записывается в виде:

$$Q(r, z) = \frac{2\eta_h \sigma_{abs} N_{Cr}(r) P_{in}}{\pi w_p^2} e^{-2r^2/w_p^2} e^{-\sigma_{abs} N_{Cr}(r) z}, \quad (3)$$

где $\eta_h = 1 - \lambda_p/\lambda_l$, $\lambda_l = 2420$ нм – длина волны лазерной генерации.

Результаты и обсуждение

Характерные распределения температуры $T(r, z)$ в объеме активного элемента представлены на рис. 2. Увеличение радиуса пучка накачки при фиксированной мощности приводит к снижению максимальной температуры в стержне.

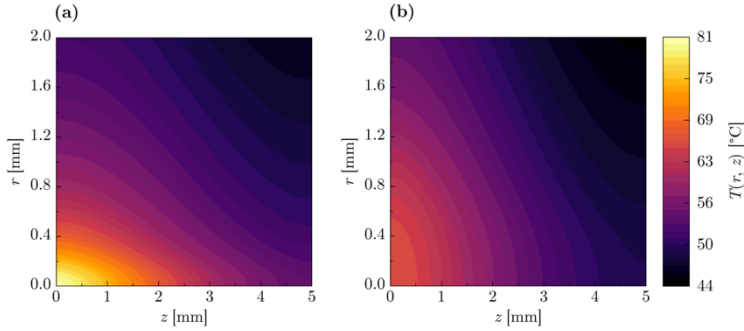


Рис. 2

Влияние неоднородности радиального профиля легирования целесообразно рассмотреть на примере широких пучков ($w_p = 500; 1000$ мкм), поскольку в области $r \leq w_p$ формируется наиболее выраженный градиент концентрации активных ионов. На рис. 3 приведены радиальные профили температуры в сечении $z = 0$, рассчитанные при постоянном значении $\kappa = \kappa_C$ для $P_{in} = 20$ Вт. Установлено, что влияние неоднородности профиля существенно именно для широких пучков накачки. В центральной области неоднородно легированного стержня по сравнению с однородно легированным наблюдается заметное снижение градиента температуры, что является ключевым фактором для ослабления наведенной тепловой линзы. В то же время, как видно из рис. 3, для пучков накачки с $w_p \leq 500$ мкм влияние неоднородности профиля оказывается незначительным.

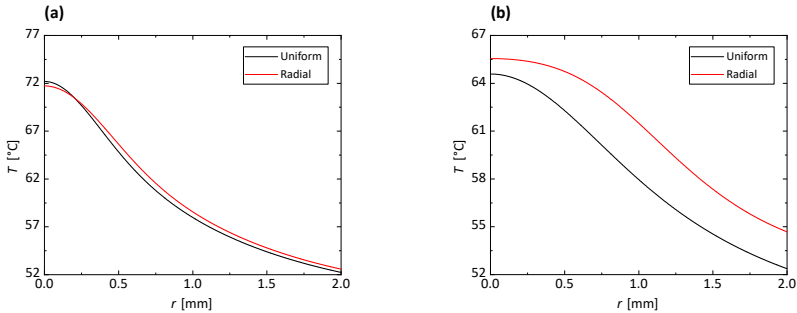


Рис. 3

Также на величину температурных градиентов влияет температурная зависимость коэффициента теплопроводности материала $\kappa(T)$. Данный эффект наиболее выражен при высоких плотностях мощности накачки, что проиллюстрировано на примере одно-одно легированного стержня при $w_p = 250$ мкм. Как видно из рис. 4, при малой мощности накачки ($P_{in} = 0,5$ Вт) вклад зависимости $\kappa(T)$ в формирование температурного поля пренебрежимо мал (относительная разница максимальных температур в кристалле составляет 0,01%). Однако при $P_{in} = 20$ Вт эта разница составляет уже 6%, что сопровождается увеличением градиента температуры в области $r \leq w_p$. Для сравнения если взять гауссов пучок накачки с радиусом $w_p = 100$ мкм при $P_{in} = 20$ Вт, относительная разница пиковых температур достигает 8%, в то время как для широкого пучка $w_p = 1000$ мкм она снижается до 2,7%.

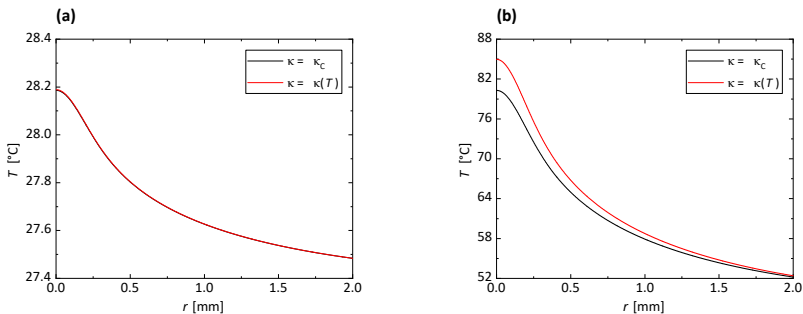


Рис. 4

Таким образом, для корректного описания температурных полей в условиях интенсивной острогофокусированной накачки, характерной для режимов лазерной генерации, необходимо учитывать температурную зависимость теплопроводности активной среды.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и Университеты» (проект FSWR-2024-0004) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FFSR-2025-0004).

- [1] Li H.H. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1984. Vol. 13, no. 1. P. 103.
- [2] Лугуева Н.В., Лугуев С.М., Дунаев А.А. // Физика твердого тела. 2003. Т. 45, № 3. С. 424.
- [3] Chénais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P. // Progress in Quantum Electronics. 2006. Vol. 30, no. 4. P. 89.

ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИИ

И.Ю. Перунин

ООО «Мелситек»

В последнее время искусственный интеллект (ИИ), основанный на больших языковых моделях (LLM, Large Language Models, [1]) совершает *качественный переход от вспомогательного инструмента к роли мощного соавтора* в научных исследованиях и инженерных задачах. Современные нейросетевые архитектуры и алгоритмы оптимизации позволяют анализировать многомерные экспериментальные данные, выявлять скрытые закономерности и автоматизировать проектирование сложных систем. Из примеров можно выделить обнаружение неочевидных физических взаимодействий в плазме [2], а также оптимизацию цикла проектирования интегральных схем за счёт байесовской оптимизации и RL-алгоритмов в EDA-средах [3]. При этом *ИИ может успешно применяться и для автоматизации рутинных инженерных задач*, в том числе специалистами без глубокой экспертизы в программировании.

В рамках создания системы входного контроля оптических фильтров была поставлена задача создания ПО для автоматической обработки массивов данных измерения спектров пропускания, выполнения множества проверок требований к спектрам и формирования отчётов. Традиционная разработка подобного ПО заняла бы месяцы работы опытного инженера. Вместо этого был реализован подход к созданию программы полностью при поддержке генеративного ИИ.

Первые попытки разработки в диалоговых чатах демонстрировали работоспособность на небольшой кодовой базе, но имели существенные ограничения: быстрая потеря контекста моделью после нескольких итераций, замедление генерации кода по мере роста окна контекста, а также необходимость выполнения множества рутинных операций ручного копирования и сохранения файлов.

Ключевым решением стал переход от диалоговых чатов к *CLI-инструментам* (Command Line Interface, Qwen Code [4]) в связке с IDE VS Code, системой контроля версий Git и локальной средой выполнения. Это обеспечило автоматическую индексацию дерева проекта, зависимостей и тестов; хранение контекста проекта в отдельном файле (QWEN.md); выполнение команд, генерацию патчей и применение изменений в едином сеансе, детерминированность процессов.

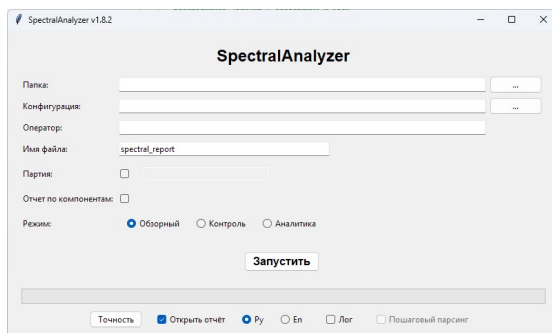
В процессе работы сформирована *методология взаимодействия с ИИ-ассистентом*:

- постановка задач в виде детализированных мини-ТЗ;
- активное управление контекстным файлом: удаление неактуальных фрагментов, сжатие до 100–200 строк для сохранения скорости работы;
- ведение параллельной документации с техническими требованиями для верификации логики;
- обязательное покрытие кода автоматизированными тестами;
- строгое разделение режимов работы: планирование (только чтение, валидация архитектуры), default/auto-edit (контролируемое применение изменений), YOLO (полная автоматизация, только для некритичных сценариев);
- сквозное использование Git для фиксации коммитов, отслеживания истории изменений и оперативного отката при возникновении проблем;

- интеграция агентных инструментов: skills (узкоспециализированные навыки), sub-agents (параллельное решение подзадач), MCP-серверы (Model Context Protocol) для взаимодействия с внешними сервисами [5];
- обязательная финальная валидация ПО на реальных экспериментальных данных перед вводом в эксплуатацию.

В результате за 2 месяца на языке программирования *Python* был создан полнофункциональный комплекс, удовлетворяющий всем поставленным требованиям. Объем кодовой базы составил около 20 000 строк. Интерфейс приложения представлен на рисунке. Требования для проверки задаются файлом конфигурации в формате *json* с гибкой структурой данных. Программа считывает и обрабатывает данные для всех компонентов, указанных в файле конфигурации, выполняет необходимые расчеты и проверки и сохраняет отчет в формате *xlsx*. Время работы программы для обработки десятков файлов данных составляет несколько секунд, что является практически мгновенным результатом по сравнению с ручными расчетами (оценка в 18-35 часов на 50 файлов) через электронные таблицы и позволяет организовать быстрый и эффективный процесс входного контроля. Также в программе реализованы дополнительные режимы для выполнения общих исследовательских и инженерных задач.

Таким образом, применение ИИ (LLM) в качестве инженерного соавтора позволяет существенно сократить сроки разработки специализированного научного ПО, сохраняя высокое качество и надёжность. Методология CLI-разработки с контролем контекста, сквозным тестированием и строгой валидацией демонстрирует *практическую применимость для задач*, требующих точных математических расчётов и строгой валидации данных. В ближайшей перспективе можно ожидать появления «ИИ-ориентированных» сред разработки «под ключ», что сделает создание научных инструментов доступным для узкопрофильных специалистов без глубоких навыков программирования.



- [1] Zhao W. X. et al. A survey of large language models // Frontiers of Computer Science. 2026. Vol. 20, no. 12. P. 2012627.
- [2] Yu W. et al. Physics-tailored machine learning reveals unexpected physics in dusty plasmas // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2025. Vol. 122, no. 31. P. e2505725122.
- [3] Guven I. et al. AI-Driven Integrated Circuit Design: A Survey of Techniques, Challenges, and Opportunities // IEEE Access. 2025.
- [4] <https://github.com/QwenLM/qwen-code>
- [5] <https://qwenlm.github.io/qwen-code-docs/en/users/overview/>

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ 2,5 МКМ НА ГЕНЕРАЦИЮ Nd:YAG ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,3 МКМ

Р.С. Петров, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на основе алюмонитрированного граната, активированного ионами неодима (Nd:YAG), традиционно ассоциируются с генерацией на длине волны 1,064 мкм, соответствующей переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Однако переход ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ с излучением в районе 1,3 мкм представляет не менее важный практический интерес. Этот спектральный диапазон востребован в волоконно-оптических линиях связи благодаря низким потерям в кварцевом волокне, а также в косметологии и хирургии, поскольку поглощение в биологических тканях, содержащих воду, происходит в тонких слоях толщиной порядка 0,07–0,20 мм.

Ключевой проблемой при создании эффективных Nd:YAG-лазеров диапазона 1,3 мкм является конкуренция каналов генерации и нежелательные термические эффекты. Так как нижний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ в стандартных условиях заселён слабо, возникает необходимость в поиске методов управления населённостями энергетических уровней активной среды. Теоретический и практический интерес представляет внешнее воздействие излучением накачки на длине волны около 2,5 мкм, резонансным переходам между компонентами мультиплетов (в частности, переходам внутри штарковской структуры ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$).

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния лазерного излучения в области 2,5 мкм на энергетические и временные характеристики генерации Nd:YAG-лазера с длиной волны 1,3 мкм.

Описание эксперимента и обсуждение полученных результатов

Для исследования влияния дополнительной накачки на уровень ${}^4I_{13/2}$ ионов Nd^{3+} на околопороговую генерацию Nd:YAG с длиной волны 1,3 мкм была собрана следующая экспериментальная установка (рис. 1).

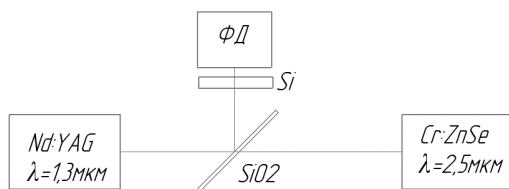


Рис. 1

Nd:YAG лазер с непрерывной диодной накачкой работал в свободном (пиковом) режиме вблизи порога генерации. Средняя длительность пиков составляла 5 мкс с периодом следования 10–15 мкс. Nd:YAG лазер работал в многочастотном режиме на одной поперечной моде низшего порядка TEM_{00} . В качестве источника воздействующего излучения использовался импульсно-периодический Cr:ZnSe лазер с длительностью

импульсов около 100 нс, генерирующий перестраиваемую узкую спектральную линию в области 2,5 мкм.

Для согласования пучка генерации и пучка излучения Cr:ZnSe лазера использовалась тонкая кварцевая пластинка, которая устанавливалась под углом 45 градусов к лучу генерации Nd:YAG лазера, таким образом, чтобы луч отраженный от грани пластинки попадал на приемную апертуру быстродействующего фотоприемника. Излучение Cr:ZnSe лазера подавалось по оси резонатора Nd:YAG лазера и имело хорошее перекрытие с генерируемым пучком на 1,3 мкм. С помощью осциллографа наблюдалось изменение характера генерации (формы и амплитуды отдельных пиков) Nd:YAG лазера в околопороговом режиме при включении и выключении излучения Cr:ZnSe лазера.

При средней мощности Nd:YAG лазера 12 мВт (соответствующей пороговой мощности накачки с длиной волны 808 нм равной 7 Вт), осциллограмма отдельного пика генерации в отсутствие излучения Cr:ZnSe лазера приведена на рис. 2а. При воздействии излучения с длиной волны 2,545 мкм на активную среду Nd:YAG мощность генерации на 1,3 мкм снижалась. На рис. 2б представлена осциллограмма пика генерации при воздействии 30 мВт излучения с длиной волны 2,545 мкм. Из осциллограммы видно, что амплитуда импульса уменьшилась почти в два раза. При воздействии дополнительного излучения средней мощностью 40 мВт импульс генерации неодимового лазера полностью затухает (рис. 2в).

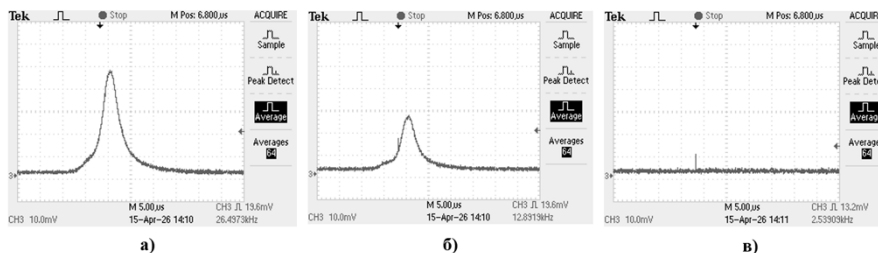


Рис. 2

Данное уменьшение мощности генерации при воздействии излучения с длиной волны 2,5 мкм связано с заселением нижнего уровня рабочего перехода ${}^4I_{13/2}$, что влечет за собой уменьшение инверсии населенности на лазерном переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Таким образом, показана возможность управления населенностью нижнего уровня рабочего перехода в активной среде ОКГ, что может представлять значительный практический интерес.

Далее в ходе исследования, мощность генерации Nd:YAG лазера была увеличена до 30 мВт, при этом мощность накачки на длине волны 808 нм составляла около 10 Вт и превышала пороговую мощность накачки в 1,3 раза. На рис. 3а представлен отдельный пикоч генерации на 1,3 мкм с длительностью по уровню $\frac{1}{2}$ порядка 3 мкс. При включении Cr: ZnSe лазера с длиной волны 2,545 мкм и средней мощностью порядка 30 мВт пикоч генерации неодимового лазера начинал постепенно затухать, а мощность упала до 25 мВт, что видно из рис. 3б.

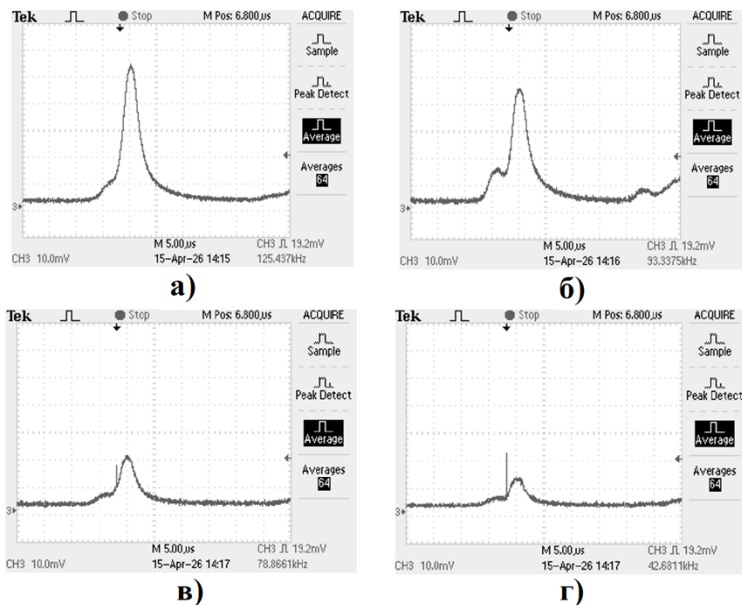


Рис. 3

При увеличении мощности воздействующего излучения до 80 мВт амплитуда пика генерации Nd:YAG лазера гасла еще сильнее, а средняя мощность снижалась до 10 мВт (рис. 3в). При дальнейшем увеличении воздействующего излучения до 150 мВт импульс генерации практически полностью затухал (рис. 3г). Следует отметить, что для подавления импульса Nd:YAG лазера большей мощности (накачка 808 нм на 3 Вт выше пороговой), потребовалась большая мощность излучения Cr:ZnSe лазера с длиной волны 2,545 мкм.

На следующем этапе исследования Cr:ZnSe лазер был перестроен на длину волны 2,478 мкм и эксперимент был повторен. Средняя мощность неодимового лазера составляла прежние 30 мВт. На рис. 4а можно видеть осциллограмму отдельного пика генерации без дополнительного лазерного воздействия. На рис. 4б-г представлены осциллограммы пиков генерации при воздействии излучения с длиной волны 2,478 мкм со средней мощностью от 30 до 180 мВт. Как видно из рис. 4г, даже при максимальной мощности воздействующего излучения генерацию Nd:YAG лазера погасить полностью не удалось.

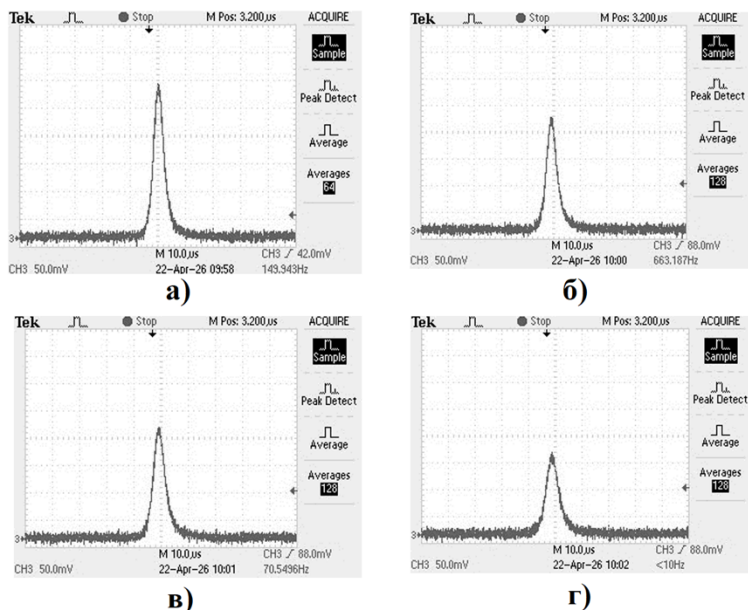


Рис. 4

Интересный, но плохо повторяемый, эффект наблюдался при воздействии излучения Cr:ZnSe лазера на Nd:YAG лазер, находящийся в допорогового режиме накачки. В этом случае мощность накачки на длине волны 808 нм составляла 6,5 Вт. При включении излучения с длиной волны 2,545 мкм со средней мощностью 180 мВт и частотой следования импульсов 40 кГц на экране осциллографа на короткое время появлялся импульс генерации на 1,3 мкм. Важно отметить, что при отстройке длины волны воздействующего излучения от 2,545 мкм, импульс генерации Nd:YAG лазера исчезал.

Выводы

Таким образом, результаты, полученные в ходе эксперимента, позволяют оценить изменения населенности нижнего уровня ${}^4I_{13/2}$ рабочего перехода Nd:YAG лазера под действием лазерного излучения с длиной волны 2,5 мкм. Расчеты показывают, что в отсутствии возбуждающего излучения населенность уровня ${}^4I_{13/2}$ в надпороговом режиме составляет около $(1-2) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, однако при дополнительном воздействии излучения Cr: ZnSe лазера со средней мощностью 40 мВт при частоте следования импульсов 40 кГц и длительности импульсов ~ 100 нс, населенность этого уровня увеличивается на $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а генерация Nd:YAG лазера срывается. Данный эффект может быть положен в основу новой методики внутррезонаторной лазерной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004).

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА LiNbO_3 В СИСТЕМАХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ

Е.С. Вьюшкина, К.Э. Сумачев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современное развитие телекоммуникационных систем и рост объёмов передаваемой конфиденциальной информации требуют новых подходов к защите данных. Использование квантовых протоколов шифрования (квантовое распределение ключей – КРК) обеспечивает секретность на основе фундаментальных законов квантовой механики, а не вычислительной сложности. Наиболее распространённым и экспериментально реализованным протоколом КРК является протокол BB84, предложенный Чарльзом Беннеттом и Жилем Brassаром в 1984 году [1], в котором кодирование информации осуществляется с помощью четырёх поляризационных состояний фотонов, соответствующих двум неортогональным базисам: $|0^\circ\rangle$, $|90^\circ\rangle$ (+ базис), $|45^\circ\rangle$, и $|-45^\circ\rangle$ ($\times$ базис). В квантовой криптографии поляризационные состояния фотонов – это носители квантовых битов. Ошибки в их формировании приводят к росту квантовой битовой ошибки (QBER), что может быть использовано перехватчиком для атаки. Таким образом, качество источника поляризационных состояний напрямую определяет уровень информационной безопасности системы.

Целью настоящей работы являлось реализация управляемого источника поляризационных состояний $|0^\circ\rangle$, $|90^\circ\rangle$, $|45^\circ\rangle$ и $|-45^\circ\rangle$ на основе электрооптического эффекта в кристалле LiNbO_3 .

Электрооптический вращатель плоскости поляризации

В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер с длиной волны $\lambda=633$ нм. Его излучение поляризовано линейно, что обеспечивает фиксированную поляризацию излучения на входе. Для реализации системы вращения используются две четвертьволновые пластинки и нелинейный кристалл LiNbO_3 , вырезанный вдоль оптической оси z (рис. 1). Оптическая ось первой пластинки $\lambda/4$ ориентирована под углом 45° относительно поляризации входного излучения, ось второй – под углом -45° . На кристалл подаётся управляющее напряжение U , пропорциональное набегу фазы [2], с помощью которого осуществляется поворот поляризации на необходимый угол.

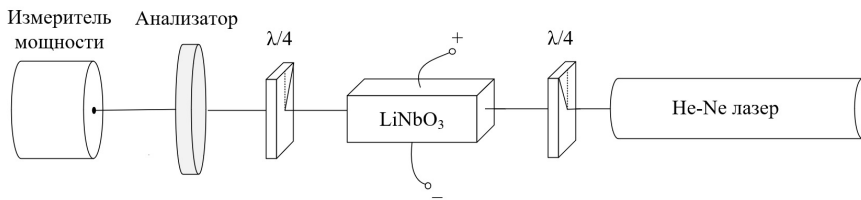


Рис. 1

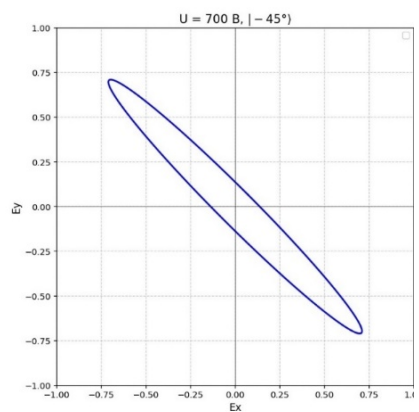
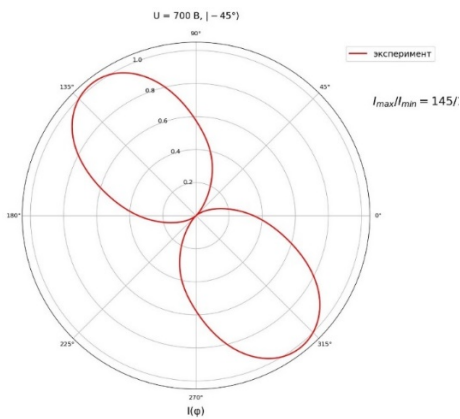
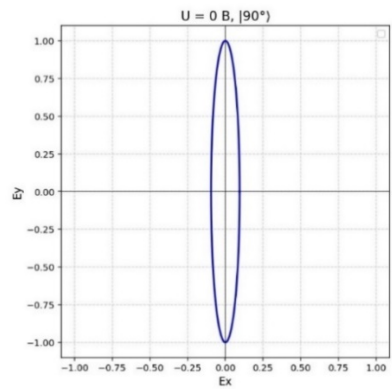
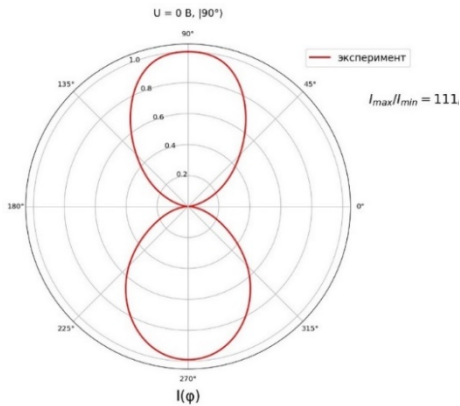
Данная оптическая система может быть описана в матричном виде:

$$M_{\text{вращ}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & +i \\ +i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\theta} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\theta = \Gamma/2$ – угол поворота поляризации, соответствующей величине набега фазы Γ . Для каждого из четырёх требуемых состояний были рассчитаны соответствующие напряжения: для $|90^\circ\rangle U = 0\text{В}$; $|-45^\circ\rangle U \approx 700\text{В}$; $|0^\circ\rangle U \approx 1400\text{В}$; $|45^\circ\rangle U \approx 2100\text{В}$.

Экспериментальное исследование качества поляризационных состояний

Для оценки качества сформированных поляризационных состояний была проведена серия измерений поляризационных фигур (рис. 2). По полученным данным для каждого состояния были построены полярная диаграмма, эллипс поляризации, а также рассчитана контрастность:



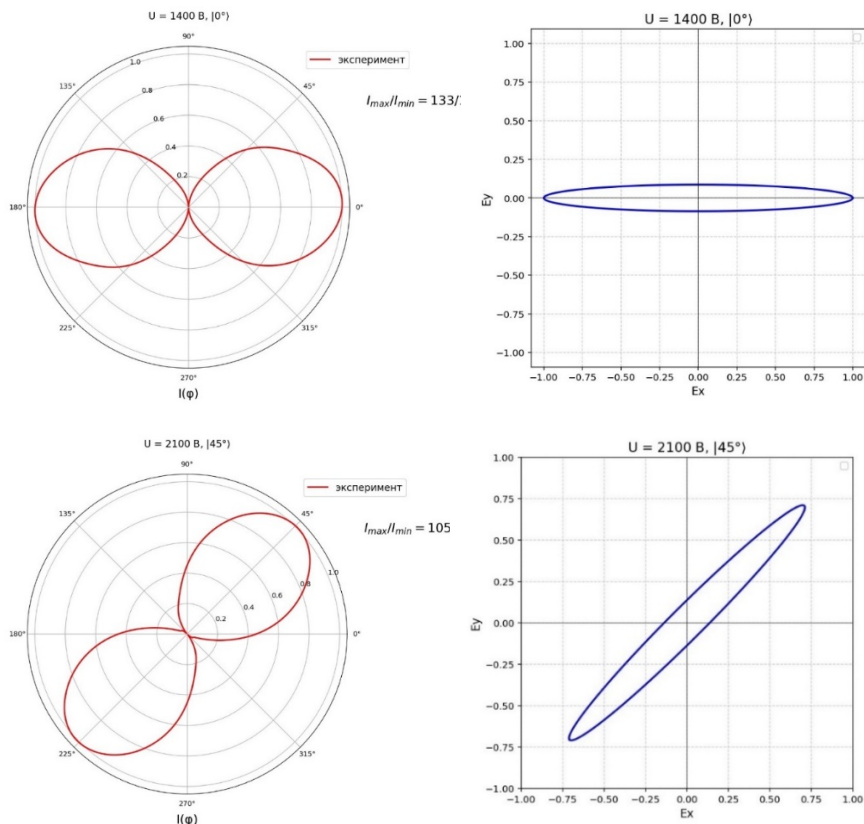


Рис. 2

Все полученные фигуры демонстрируют высокое качество формируемых состояний. Полярные диаграммы имеют чёткую форму с глубокими минимумами (контраст от 105/1 до 145/1) и ориентацией лепестков, строго соответствующей ожидаемым углам. Влияние естественной анизотропии кристалла LiNbO₃ устраняется при тщательной настройке оптической схемы, что позволяет эффективно использовать данный кристалл для формирования поляризационных состояний. В отсутствие управляющего напряжения некомпенсированная анизотропия вносила бы неконтролируемую эллиптичность в выходные состояния и создавала бы зависимость поляризации от ориентации кристалла относительно падающего пучка. Для каждого состояния была оценена величина вносимой источником ошибки, которая составила в среднем 0,8%. Это значительно ниже типичного порога безопасности для протокола BB84, что подтверждает

пригодность разработанного источника для систем квантового распределения ключей. Дополнительным преимуществом LiNbO_3 является его прозрачность в широком спектральном диапазоне (от 400 нм до 5 мкм), что открывает возможность переноса схемы на другие длины волн, например, 1310 нм или 1550 нм для телекоммуникационных систем квантовой криптографии.

Достигнутые параметры обеспечивают безопасный режим работы системы квантового распределения ключей и соответствуют требованиям протокола BB84. Таким образом, на основе электрооптического эффекта в кристалле LiNbO_3 был реализован источник поляризационных состояний $|0^\circ\rangle$, $|45^\circ\rangle$, $|90^\circ\rangle$ и $|-45^\circ\rangle$. Продemonстрировано, что экспериментальная схема обеспечивает качественное формирование всех четырёх поляризационных состояний, что может быть использовано при создании практических систем квантовой криптографии, ориентированных на поляризационное кодирование.

Работа выполнена при поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации (FSWR-2024-0003).

- [1] Bennett C.H., Brassard G. // Proc. of IEEE Int. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces. 1984. P. 175.
- [2] Зюрюкин Ю.А., Павлова М.В., Древо Д.Р. // Известия вузов. Прикладная Нелинейная Динамика. 2010. Т. 18, № 5. С. 125.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.