

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ  
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»**

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

## АНАЛИЗ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ, ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ $\text{Ho}^{3+}$ , НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ДЖАДДА-ОФЕЛЬТА

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

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### *Введение*

Ионы всех редкоземельных элементов имеют сходные химические свойства из-за подобного строения внешних электронных оболочек их атомов: по мере увеличения заряда ядра структура двух внешних электронных оболочек не меняется, поскольку происходит заполнение электронами оболочки глубоколежащего 4f уровня. Интерес представляет наличие спектральных линий ионов редкоземельных элементов, которые можно было бы ожидать, если бы электрические дипольные переходы происходили внутри незаполненной 4f оболочки. Но такие переходы, вообще говоря, являются запрещёнными для свободных ионов, так как для них нарушается правило отбора Лапорта. При внедрении редкоземельных ионов в кристаллическую структуру их энергетические уровни слабо смещаются, и происходит частичное смешивание состояний разной чётности, что приводит к появлению электро-дипольных переходов внутри 4f оболочки. При этом 4f-переходы слабо зависят от окружения иона, что позволяет применять для них теорию Джадда-Офельта [1].

Однако точно предсказать всю совокупность свойств, связанных с влиянием матрицы на редкоземельный ион, с использованием теоретических методов не удаётся. Поэтому работы по изучению оптических свойств редкоземельных элементов в различных матрицах привлекают интерес множества исследователей в последние 10 лет.

В данной работе при помощи теории Джадда-Офельта изучались люминесцентные свойства соединения  $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2:1\%\text{Ho}^{3+}+0,5\%\text{Yb}^{3+}$ , которое ранее практически никем не исследовалось.

### *Теория Джадда-Офельта*

В 1962 году Джаддом и Офельтом была предложена теория [2,3], которая позволила описывать электронные переходы внутри 4f оболочки редкоземельных ионов.

Сила линии электрического дипольного перехода S из начального состояния  $\langle \varphi_a |$  на все штарковские компоненты конечного состояния  $|\varphi_b\rangle$  будет иметь вид:

$$S^{calc} = \sum_i \Omega_i |\langle \varphi_a || U^{(i)} || \varphi_b \rangle|^2, \quad (1)$$

где  $\langle \varphi_a || U^{(i)} || \varphi_b \rangle$  – матричные элементы операторов  $U^{(i)}$  в приближении промежуточной связи (их числовые значения считаются независимыми от типа основы; для большинства редкоземельных ионов эти значения рассчитаны [4]),  $\Omega_i$  – параметры Джадда-Офельта, в которых заключена зависимость интенсивности переходов от вида матрицы (нечётные параметры вклада не дают). При этом для электро-дипольного перехода изменяются правила отбора:  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta L \leq 6$ ,  $\Delta J \leq 6$  ( $\Delta J = 2, 4, 6$ , если J или J' = 0). Из всего вышесказанного следует, что вся информация об интенсивности излучения редкоземельных ионов содержится в трёх параметрах  $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$ .

Параметры интенсивности Джадда-Оффельта как набор феноменологических постоянных определяются на основе экспериментальных данных по измерению сечения взаимодействия  $\sigma(\lambda)$ . Сила линии электро-дипольного перехода из начального состояния  $\langle J \rangle$  в состояние  $\langle J' \rangle$  может быть выражена через интегральное сечение на этом переходе:

$$S^{exp} = \frac{3ch(2J+1)}{8\pi^3 e^2 \bar{\lambda}} n \left( \frac{3}{n^2+2} \right)^2 \int \sigma(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где  $n$  – показатель преломления,  $\bar{\lambda} = \frac{\sum \lambda \sigma(\lambda)}{\sum \sigma(\lambda)}$  – длина волны. Формула (2) справедлива только в том случае, когда для этих состояний правилами отбора запрещён магнитный дипольный переход. Правила отбора для магнито-дипольных переходов:  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1$ .

Формулы (1) и (2) позволяют определять параметры Джадда-Оффельта для исследуемой матрицы из экспериментальных данных. Для этого необходимо измерить спектр поглощения редкоземельного иона в данной матрице, определить интегральные сечения по соответствующим полосам поглощения и рассчитать по формуле (2) силы линий переходов. Затем, используя полученные значения и формулу (1), методом наименьших квадратов можно найти параметры  $\Omega_i$ .

Параметры Джадда-Оффельта позволяют определять коэффициенты спонтанного излучения переходов из начального состояния  $\langle J \rangle$  в состояние  $\langle J' \rangle$ :

$$A(J; J') = A_{ED} + A_{MD} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)\bar{\lambda}^3} \left( n \left( \frac{n^2+2}{3} \right)^2 S_{ED} + n^3 S_{MD} \right), \quad (3)$$

где  $A_{ED}$  и  $A_{MD}$  – коэффициенты спонтанного излучения электрического и магнитного дипольных переходов,  $S_{ED}$  и  $S_{MD}$  – силы линий электрического и магнитного дипольных переходов. Сила линии магнито-дипольного перехода вычисляется по формуле:

$$S_{MD} = \left( \frac{h}{4\pi mc} \right)^2 | \langle (S, L) J \| L + 2S \| (S', L') J' \rangle |^2, \quad (4)$$

где  $L + 2S$  – магнито-дипольный оператор перехода  $J \rightarrow J'$ .

Если с рассматриваемого уровня возможны несколько излучательных переходов, то можно определить относительную вероятность того или иного излучательного перехода из общей вероятности излучательного распада данного уровня, то есть коэффициент ветвления люминесценции:

$$\beta = \frac{A(J; J')}{\sum_{J'} A(J; J')}, \quad (5)$$

Суммирование в знаменателе формулы (5) проводится по всем излучательным переходам из начального состояния  $\langle J \rangle$ . Эта сумма определяет излучательное время жизни на уровне  $\langle J \rangle$ , равное

$$\tau = \frac{1}{\sum_{J'} A(J; J')}. \quad (6)$$

**Расчёт спектроскопических характеристик ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в оптической керамике  $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2\text{:1\%Ho}^{3+}\text{+0,5\%Yb}^{3+}$**

В данной работе изучалась керамика состава  $30\text{TeO}_2\text{-70PbF}_2\text{-1HoF}_3\text{-0,5YbF}_3$ . Люминесцентные свойства соединения определяются ионами  $\text{Ho}^{3+}$ , концентрация гольмия в исследуемом соединении  $n_{\text{Ho}} = 1,59 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Для образца керамики (толщина  $l = 1 \text{ мм}$ ) при помощи спектрофотометра был получен коэффициент пропускания  $T$  в зависимости от длины волны излучения  $\lambda$  (диапазон длин волн 400-1100 нм). Далее в результате пересчёта коэффициента пропускания в сечение взаимодействия ( $\sigma(\lambda) = -\frac{\ln T(\lambda)}{n_{\text{Ho}} l}$ ) была получена зависимость сечения взаимодействия от длины волны излучения. Для обнаруженных переходов ионов  $\text{Ho}^{3+}$  были вычислены длины волн, интегральные сечения и силы линий (см. табл. 1). Рассчитанные силы линий относятся к электро-дипольным переходам, так как магнито-дипольные переходы для данных уровней запрещены.

Табл. 1

Переходы (с уровня $^5\text{I}_8$ )	$\bar{\lambda}$ , нм	$\int \sigma(\lambda) d\lambda$ , $10^{-20} \text{ см}^2 \cdot \text{нм}$	$S^{\text{exp}}, 10^{-20} \text{ см}^2$	$ U^{(2)} ^2$	$ U^{(4)} ^2$	$ U^{(6)} ^2$
$(^5\text{G}_6, ^3\text{G}_5)$	417	5,2961	0,9533	0	0,5239	0
$^5\text{G}_6$	451	36,7924	6,1262	1,4830	0,8201	0,1400
$^3\text{K}_8 + ^5\text{F}_2 + ^5\text{F}_3$	478	6,9107	1,0860	0,0205	0,0317	0,7040
$^5\text{F}_4 + ^5\text{S}_2$	538	13,4873	1,8810	0	0,2385	0,9235
$^5\text{F}_5$	644	14,2045	1,6546	0	0,4201	0,5701

Используя полученные значения, методом наименьших квадратов были найдены параметры Джадда-Офельта для керамики  $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2\text{:1\%Ho}^{3+}\text{+0,5\%Yb}^{3+}$ :  $\Omega_2 = 2,95 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_4 = 1,88 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_6 = 1,49 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ . Среднеквадратичное отклонение  $RMS = 0,08 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  почти на два порядка меньше значения каждого из параметров, что говорит о корректности полученных оценок.

Для нижних по энергии уровней ионов  $\text{Ho}^{3+}$  были вычислены коэффициенты ветвления люминесценции и времена жизни. Вероятности и длины волн переходов, интересовавших нас в данной работе, приведены в табл. 2.

Табл. 2

**Описание эксперимента**

Для обнаружения люминесценции использовались несколько образцов керамики одинакового состава  $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2\text{:1\%Ho}^{3+}\text{+0,5\%Yb}^{3+}$ , которые по очереди крепились на держателе. Накачка осуществлялась зелёным лазерным излучением с основного уровня  $^5\text{I}_8$  на уровни  $^5\text{S}_2$  и  $^5\text{F}_4$ . Для этого использовался неодимовый лазер DPSS, работающий в непрерывном режиме. На эксперименте использовалась вторая гармоника (532 нм) с пиковой мощностью до 0,5 Вт. Для преобразования сигнала, генерируемого лазером, из непрерывного в импульсный использовался прерыватель SR540. Люминесценция собиралась на входной щели автоматизированного монохро-

Переходы	$\bar{\lambda}$ , нм	$\beta$
$^5\text{F}_5 \rightarrow ^5\text{I}_8$	647	0,767
$^5\text{S}_2 \rightarrow ^5\text{F}_5$	3419	0,000
$^5\text{S}_2 \rightarrow ^5\text{I}_7$	751	0,385
$^5\text{S}_2 \rightarrow ^5\text{I}_8$	544	0,518
$^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{F}_5$	3245	0,003
$^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_7$	742	0,086
$^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$	540	0,807

матора M266. За его выходной щелью размещался кремниевый фотодиод DET10A (нагрузка фотодиода 1 кОм), с которого сигнал шёл на вход синхронного детектора SR830. Далее он поступал на АЦП, а затем на компьютер. Обработка результатов проводилась в программной среде LabVIEW.

### Результаты и обсуждение

При фотовозбуждении исследуемого соединения второй гармоникой неодимового лазера были получены спектры люминесценции, характерный вид одного из них представлен на рис.

В спектре наблюдались две полосы в областях длин волн 650 и 750 нм. Полоса на длине волны 650 нм соответствует переходу  ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ , а на длине волны 750 нм – переходу  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_7$ . Стоит отметить, что полоса на длине волны 650 нм слабее полосы на длине волны 750 нм. Это связано с тем, что суммарная вероятность перехода с уровней  ${}^5S_2$  и  ${}^5F_4$  на уровень  ${}^5F_5$  намного ниже суммарной вероятности перехода на уровень  ${}^5I_7$  (см. табл. 2). Но даже несмотря на небольшую вероятность перехода  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5F_5$  на спектре полоса присутствует. Это можно объяснить высокой вероятностью перехода  ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$  и достаточным значением мощности фотовозбуждения.

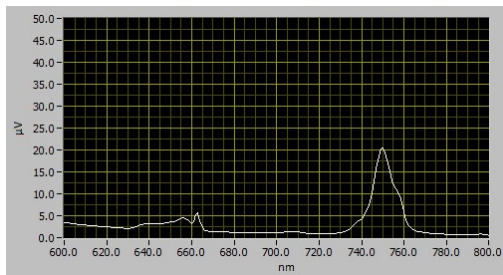


Рис.

### Заключение

Для анализа люминесцентных свойств оптической керамики, легированной ионами  $\text{Ho}^{3+}$ , была использована модель Джадда-Офельта. В результате проведённых экспериментов для образцов  $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2:1\%\text{Ho}^{3+}+0,5\%\text{Yb}^{3+}$  была обнаружена люминесценция ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в видимой области с длинами волн 650 и 750 нм. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчётами. Это говорит об эффективности использования модели Джадда-Офельта для оценивания люминесцентных свойств оптической керамики, легированной ионами  $\text{Ho}^{3+}$ . Исследуемые образцы проявили способность к фотолюминесценции в видимой части спектра под воздействием зелёного лазерного излучения.

- [1] Walsh B.M. // *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing*. Springer. 2006. P. 403.
- [2] Judd B.R. // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127, № 3. P. 750.
- [3] Ofelt G.S. // *J. Chem. Phys.* 1962. Vol. 37, № 3. P. 511.
- [4] Carnall W.T., Crosswhite H., Crosswhite H.M. *Energy Level Structure and Transition Probabilities in the Spectra of the Trivalent Lanthanides in  $\text{LaF}_3$* . 1978. doi:10.2172/6417825.

## АВТОМАТИЗАЦИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В Nd:YAG ЛАЗЕРЕ С БОКОВОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

А.А. Фролов, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### *Введение*

Твердотельные лазеры с диодной накачкой нашли свое применение в современных медицинских и научных целях, а также в промышленности. Они выгодно отличаются от других типов благодаря небольшим размерам, высокому качеству пучка и малому энергопотреблению. Среди твердотельных активных элементов, наиболее широко распространены оксидные кристаллы с упорядоченной структурой. Например, в данной работе выбран один представитель данной группы – Nd:YAG.

В связи с большой применяемостью данных образцов, а также нераспространенностью исследования влияния боковой накачки, представляет интерес моделирование процессов в них. А для более удобной работы и легкой замены исследуемой активной среды имеет смысл автоматизировать обработку и сбор данных с установок.

### *Экспериментальная установка*

Импульсный блок питания с длительностью импульса  $\sim 250$  мкс подключен к диодной линейке. Она работает на длине волны 808 нм, и ее излучение проходит через цилиндрическую линзу для формирования накачки через боковую поверхность кристалла. Генерация лазерного излучения происходит на длине волны 1064 нм в импульсном режиме. Образец кристалла выполнен в форме прямоугольной призмы с трапецией в продольном сечении, поэтому для юстировки определяется корректное соотношение углов падающих и отраженных лучей с помощью гелий-неонового лазера. Резонатор состоит из глухого зеркала сферической формы с коэффициентом зеркального отражения  $R > 0,99$  и выходного плоского зеркала с  $R \approx 0,9$ . Измерительным прибором является камера фирмы Basler с поддержкой интерфейса GigE. Данный стандарт позволяет передавать изображения на компьютер через Ethernet кабель.

### *Моделирование процессов в лазере*

В целях исследования влияния явлений, проявляющихся в работе лазера и влияющих на качество выходного излучения, и оптимизации его работы, можно применить методы математического моделирования. При помощи метода Рунге-Кутты-Фельберга было выполнено численное решение балансных уравнений Статца-Де Марса (1). При подстановке параметров неодимового лазера:  $\alpha = 2, G = 10^4, \varepsilon = 10^{-15}, n'' = 1$  [1]. Полученный результат моделирования приведен на рис. 1.

$$\begin{cases} \frac{dm}{dt'} = Gm(n-1) + G\varepsilon(n+n'') \\ \frac{dn}{dt'} = \alpha - n(m+1) \end{cases} \quad (1)$$

По нему наглядно видно начало работы лазера. Возникновение генерации сопровождается переходными процессами, приводящими к регулярным затухающим пульсациям с некоторой частотой следования, причем амплитуда затухает по экспоненциальному закону. Оранжевой линией показано отношение плотности инверсной заселенности к ее пороговому значению, и видно как она снимается в момент максимума

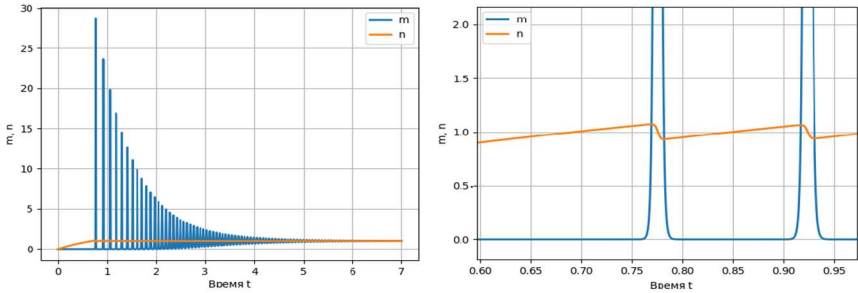


Рис. 1

интенсивности поля. В итоге все стремится прийти к стационарному состоянию.

Известно, что нагрев активной среды, например, от диодной накачки, приводит к изменению показателя преломления. Интересной задачей становится исследование влияния его на пучок. Математическое описание процесса нагрева после выхода на стационарный режим можно представить первой краевой задачей:

$$\Delta u = f, u|_{\partial\Omega} = g(x). \tag{2}$$

В результате численного решения уравнения (2) были получены изображения распределения тепла в срезе кристалла (рис. 2), где красными цифрами помечены используемые граничные условия (в градусах Цельсия). В центре присутствует нагрев вдоль оси от поглощения генерируемого излучения, а с боку – от диодной накачки, причем оба аппроксимированы гауссовым распределением.

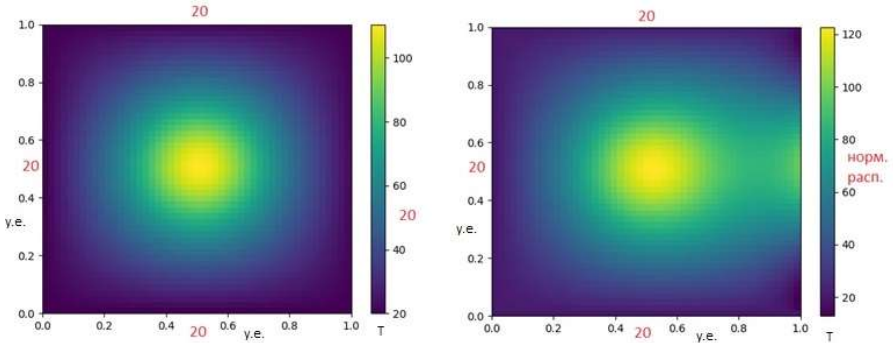


Рис. 2

Данная модель позволяет качественно понять, как возникший градиент температуры повлияет на пучок. Поскольку лучи преломляются в более оптически плотную область, возникнет собирающая линза (слева), однако при боковой накачке, пучок деформируется по горизонтали, так как не только приосевая область имеет нагрев. Для автоматизации сбора данных с измерительной системы было разработано программное обеспечение, использование которого приведено на рис. 3.

### ***Заключение***

В результате работы было рассмотрено теоретическое описание процессов в лазере, с последующим моделированием. Для камер с поддержкой интерфейса GigE создано универсальное программное обеспечение, производящее обработку изображения пучка в реальном времени.

- [1] Тарасов Л. В. // Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981, с. 301.

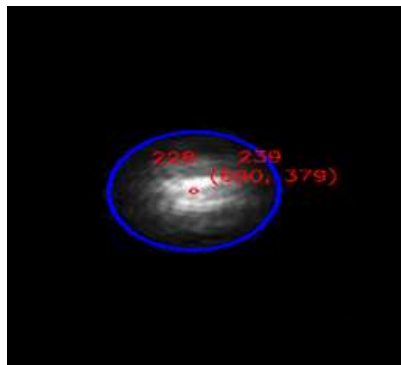


Рис. 3



## ПРИМЕНЕНИЕ ИНФРАКРАСНОЙ АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

М.А. Горчаков, А.В. Маругин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Проблема анализа углеводородных смесей является весьма актуальной. На предприятиях топливно-энергетического комплекса в число таких задач входят, например, определение параметров автомобильных бензинов (октановое число, фракционный состав, содержание бензола и других ароматических углеводородов). В частности, важным направлением исследований представляется разработка методов оптического контроля детонационных и других физико-технических характеристик органического топлива, а также содержания в нем отдельных химических углеводородных компонент [1, 2]. В данной работе рассматривается метод факторного анализа физико-технических свойств многокомпонентных топливных углеводородов (и в первую очередь – октанового числа топлива), основанный на обработке спектров поглощения ИК-диапазона [3]. Сложная структура топливных соединений характеризуется большим числом обертоновых полос поглощения в среднем ИК-диапазоне. На рис. 1 приведен типичный спектр поглощения паров бензина в диапазоне 2 – 16 мкм, полученный с помощью ИК-Фурье спектрометра. Из приведенных данных следует,

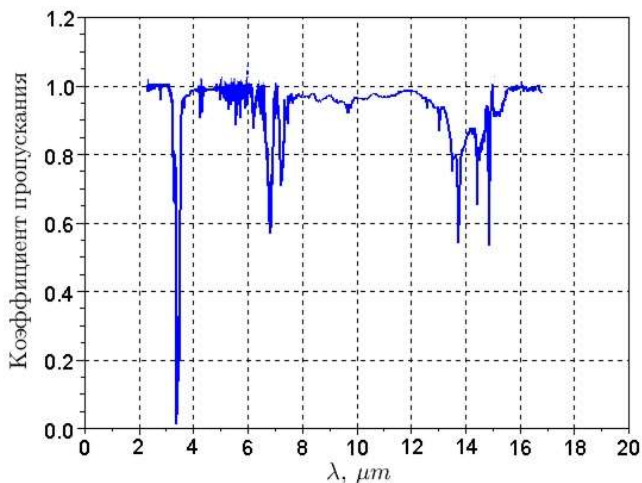


Рис. 1

что наиболее информативными для дальнейшей статистической обработки участками спектра являются характерные полосы в диапазоне длин волн 3,2 - 3,6 мкм и широкая зона 6,5 – 7,5 мкм. Для жидкофазных образцов бензинов значения коэффициентов поглощения в этих зонах достигают десятков  $\text{см}^{-1}$ . Однако использование этих участков спектра для прецизионной статистической обработки уровня поглощения топлива

наталкивается на ряд существенных трудностей, среди которых основными можно считать несовершенство оптоэлектронной элементной базы в среднем ИК-диапазоне и существенное искажение реальных значений при измерениях спектров поглощения бензинов со стороны водяных паров и других атмосферных фракций. В связи с этим для оценки эффективности рассматриваемого в работе метода линейного регрессионного анализа спектральных данных [3] был использован более коротковолновый диапазон 0,85 – 1,05 мкм, характеризующийся значительно меньшими коэффициентами поглощения образцов бензина ( $\sim 0,1 - 0,4 \text{ см}^{-1}$ ), но позволяющий использовать технологически более эффективную элементную базу ближнего ИК-диапазона.

В представленном методе вычисление октановых чисел и других физико-технических параметров осуществляется на основе линейного регрессионного анализа спектра поглощения, что позволяет установить взаимосвязь между октановым числом бензина и его спектральными характеристиками, минуя стадию восстановления химического состава, т.е. представить ее в виде линейной комбинации коэффициентов поглощения бензина на различных оптических частотах:

$$y_i = \bar{y}_o + \sum_{j=1}^k (a_j x_{ij}),$$

где  $i$  обозначает номер образца топлива,  $y_i$  – вычисленное (предсказанное) значение измеряемого параметра  $i$ -го образца,  $a_j$  – определяемые статистическим алгоритмом коэффициенты линейной регрессии,  $x_{ij}$  – коэффициенты поглощения  $i$ -го образца на  $j$ -частоте оптического спектра. В рамках данного статистического анализа для определения характеристик бензина по спектру поглощения необходимо иметь базовый набор численных значений регрессионных коэффициентов, отражающих специфику сложных корреляционных взаимосвязей между компонентным составом углеводородного топливного соединения и его физико-техническими параметрами. Для определения по спектру поглощения параметров топлива необходимо определить численные значения регрессионных коэффициентов  $a_j$ , что может быть сделано за счет достаточного количества калибровочных измерений эталонных образцов. Определение численных значений  $a_j$  проводится по методу наименьших квадратов, в результате применения которого определяется комбинация коэффициентов, обеспечивающая минимальное значение среднеквадратического отклонения результатов регрессионного предсказания измеряемого параметра  $y_i$  от лабораторных значений. Регрессионное уравнение в матричном виде имеет вид:  $Y = X \cdot a + \varepsilon$ , где индекс  $Y$  – вектор известных октановых чисел,  $X$  – матрица показателей поглощения,  $a$  – вектор регрессионных коэффициентов,  $\varepsilon$  – вектор отклонений. Значения регрессионных коэффициентов  $a = (X'X)^{-1} X'Y$  определяют как точность, так и устойчивость модели. Чтобы контролировать величину этих коэффициентов, вводится весовой коэффициент  $t$ , и уравнение для нахождения регрессионных коэффициентов принимает вид:

$$a = (X'X - tI)^{-1} X'Y.$$

Для проверки работоспособности метода оценки была использована макетная модель оптического анализатора ближнего ИК - диапазона, адаптированная для изме-

рения октанового числа высокооктанового бензина и ряда других физико-химических параметров топливных соединений с учетом спектральных особенностей образцов [3].

Специфика данного метода анализа и вида обертонового спектра углеводов позволяет в качестве спектрометров использовать оптические анализаторы с низким частотным разрешением, но обладающие высокой чувствительностью по коэффициенту поглощения (не хуже  $10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ). В исследованной модификации октаномера для реализации точных измерений коэффициентов поглощения была использована плата сбора данных NI-PXI 6220 (16 разрядов) и предварительное многократное усреднение сигналов, соответствующих анализируемым компонентам ИК-спектра. При этом для

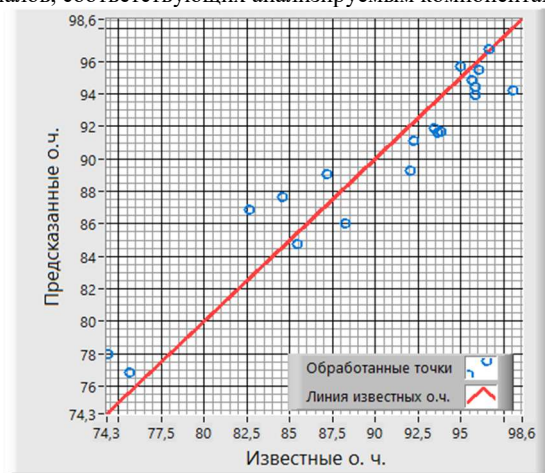


Рис. 2

но октановое число бензина. На рисунке 2 представлены результаты обработки спектральных данных набора промышленных бензинов разных типов с широким разбросом значений октанового числа. По горизонтальной оси отложено лабораторное значение октанового числа, полученное при эталонном измерении на специальном ГОС-Тированном стенде (УИТ-85), а по вертикали – соответствующие величины, предсказанные в результате применения регрессионного анализа.

На рисунке 3 показана зависимость среднеквадратичного отклонения от параметра  $t$ , которая была получена методом кросс-валидации измеренных данных. Было выбрано значение  $t = 0,003$ , которое обеспечивает точность измерения октанового числа как для модельных, так и для тестируемых образцов бензинов.

Для данных, приведенных на рисунке 2, среднеквадратичное отклонение (RMS) результатов измерений от идеальной прямой не превосходит значения  $\sim 1$  ед. октанового числа, т.е. вполне удовлетворяет современным требованиям по контролю данного параметра. При этом соответствующая относительная погрешность определения коэффициентов поглощения в проведенных исследованиях составляла не более  $10^{-4}$ .

достижения требуемой чувствительности измерений может быть выбран набор из 10 – 20 характерных участков в спектре поглощения углеводорода, обеспечивающий корректность регрессионного анализа (в использованной оптической схеме – 15 сигнальных длин волн).

На созданном макете были проведены измерения, при которых в качестве исследуемого параметра топливного соединения было выбра-

Необходимо отметить, что в случае прямых измерений октанового числа по степени оптического поглощения на любой из длин волн рабочего диапазона расхождение данных анализа с эталонными значениями превышает несколько единиц октанового числа. Такие данные отражают тот факт, что, как отмечалось выше, отличия в оптических свойствах однотипных веществ исключительно малы, и прямая интерпретация спектров поглощения не позволяет диагностировать комплексные физико-технические параметры топлива.

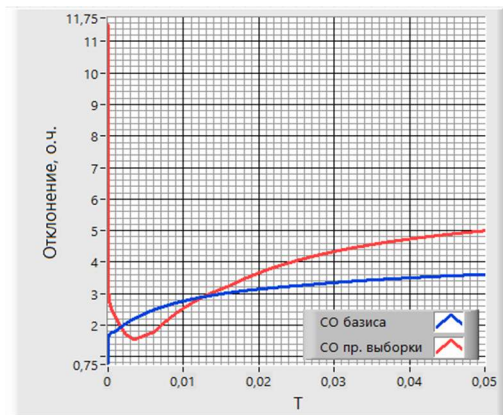


Рис. 3

Таким образом, применение факторного подхода, основанного на регрессионной обработке спектров поглощения на достаточном с точки зрения корректности анализа наборе оптических частот, приводит к значительному повышению точности распознавания для выделенного класса веществ по сравнению с методом абсорбционной спектроскопии. Необходимо отметить, что такого рода аналитическая система, обладающая потенциально высокой чувствительностью и стабильностью измерений, может быть применена для широкого круга аналитических задач при соответствующей настройке программного обеспечения.

- [1] Бочаров В. Н., Гансеев А. А., Конюшенко И. О., Немец В. М., Пеганов С. А., Гуреев А.А. // Журнал аналитической химии. 2019. Т. 74, № 9. С.13.
- [2] Астапов В.Н. // Научное обозрение. Технические науки. 2016. № 5. С. 5.
- [3] Королев В.Н., Маругин А.В. // Журнал прикладной спектроскопии. 2000. Т. 67, № 2. С. 244.

## РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА МОНТАЖА МИКРООПТИКИ ДЛЯ ДИОДНЫХ ЛИНЕЕК

Э.К. Иванов<sup>1,2)</sup>, Д.Е. Святошенко<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ООО "МеЛСиТек"

### *Введение*

Одним из форматов исполнения полупроводниковых лазеров является их изготовление в виде линейного массива отдельных излучателей, выполненных на одной подложке, называемого диодной линейкой [1]. Излучение диодной линейки является сильно расходящимся и астигматичным. Дальнейшее использование, например, ввод излучения в волокно, требует коллимации излучения микрооптикой [2].

Коллимация излучения диодной линейки по быстрой оси осуществляется с помощью линзы Fast Axis Collimation (FAC) lens. Для коллимации множества излучателей диодной линейки по медленной оси посредством одной линзы (Slow Axis Collimation, SAC lens) FAC линзу соединяют в единый узел с массивом цилиндрических линз, повернутых на 45° относительно оптической оси. Такая система называется модулем поворота пучка (Beam Transformation System, BTS) и осуществляет смену местами быстрой и медленной оси в пространстве.

Качество коллимации определяется величиной остаточной расходимости. И, в целом, она складывается из таких факторов как: остаточная расходимость оптики, геометрия излучателей и качество монтажа.

Для реализации монтажа в данной работе был разработан алгоритм, включающий в себя этапы программирования установки монтажа микрооптики: распознавание модуля поворота пучка на изображении, захвата, выравнивания, позиционирования и приклеивания.

### *Моделирование системы*

Первым этапом работы была проработка алгоритма настройки BTS модуля посредством компьютерного моделирования. Для этого проводился расчёт оптической системы с помощью разработанного ПО, осуществляющего численный расчёт и анализ характеристик пространственного преобразования излучения методом геометрической оптики – трассировки лучей через преломляющие и отражающие поверхности по векторным законам Снеллиуса [3].

Для применения метода были определены: распределение интенсивности (сетка лучей) источника излучения, уравнения поверхностей и анализирующая система – сенсор – ограниченная плоскость в пространстве, разбитая на равные участки

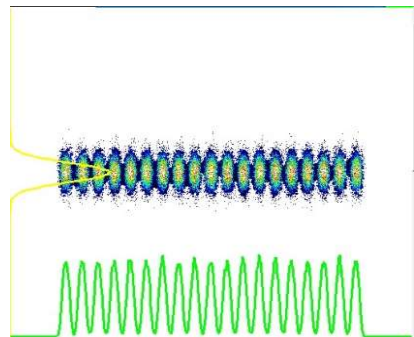


Рис.

(пиксели), где происходит подсчёт попавших лучей.

Источник излучения задан как линейный массив одиночных излучателей с гауссовым профилем распределения и расходимостью  $60^\circ$  и  $10^\circ$  по быстрой и медленной оси соответственно, смоделированное распределение интенсивности которого можно наблюдать на рисунке.

Для моделирования передней и задней поверхностями BTS модуля подобрано уравнение (1). Это преобразованное уравнение цилиндра, содержащее функцию (2), которая задаёт период (расстояние между излучателями) и наклон на  $45^\circ$  BTS модуля:

$$B(y, z) = \pm \sqrt{R^2 + B_0(y, z)^2}, \quad (1)$$

$$B_0(y, z) = \text{mod} \left( y - z - \frac{P}{2}, P \right) - \frac{P}{2}, \quad (2)$$

где знак выбирается в зависимости от ориентации поверхности (передняя/задняя),  $R$  – радиус микролинзы,  $P$  – период BTS,  $\text{mod}(\mathbf{m}, \mathbf{n})$  – функция взятия остатка от деления  $\mathbf{m}$  на  $\mathbf{n}$ .

Нахождение точек пересечения лучей с поверхностями проводится с помощью численного метода Ньютона решения систем нелинейных уравнений [4]. Решаемая система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{cases} Fxyz = Aw * C + O - Axyz \\ Fw = B(Ay - Ly, Az - Lz) + Lx - Ax, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\mathbf{A}(x, y, z, w)$  – искомое решение,  $\mathbf{C}(x, y, z)$  и  $\mathbf{O}(x, y, z)$  – направляющие косинусы и исходная точка, падающего луча,  $\mathbf{L}(x, y, z)$  – положение линзы в пространстве,  $\mathbf{B}$  – уравнение (1) массива цилиндрических линз.

Для использования метода была задана матрица Якоби (5), содержащая частные производные уравнений системы по переменным искомого решения. Производная уравнения (1), входящего в состав решаемой системы, описывается следующим уравнением:

$$B'(y, z) = \pm \frac{B_0(y, z)}{\sqrt{R^2 + B_0(y, z)^2}}. \quad (4)$$

Тогда матрица Якоби будет выглядеть так:

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 & -B'(Ay - Ly, Az - Lz) \\ 0 & 0 & -1 & B'(Ay - Ly, Az - Lz) \\ Cx & Cy & Cz & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Поверхность ФАС линзы описывается уравнением асферической поверхности [5] - модифицированным полиномом 14 степени с определёнными методом наименьших квадратов по минимуму остаточной расходимости коэффициентами. Моделирование и расчёт точек пересечения которой, были выполнены в ходе предыдущей работы по разработке алгоритма монтажа микрооптики на отдельные полупроводниковые излучатели.

### **Монтаж микрооптики**

Монтаж проводился на автоматизируемой системе монтажа микрооптики. Она позволяет совершать операции перемещения по 3-м линейным координатам с разрешением порядка 0.1 мкм, и поворота по 3-м угловым с разрешением 1".

Монтаж любого оптического компонента состоит из следующих шагов:

- 1) Подъём оптического элемента с держателя.
- 2) Пассивная настройка – выравнивание элемента относительно излучателя по камерам бокового обзора.
- 3) Активная настройка – выравнивание элемента по регистрируемым характеристикам излучения, таким как остаточная расходимость, мощность излучения и форма распределения интенсивности ближнего поля.
- 4) Приклеивание элемента к излучателю, включающего нанесение клея и его заветку с выполнением активного трекинга (выравнивание элемента по характеристикам излучения в течении всей сушки клея.

Подъём и выравнивание элементов реализован с помощью встроенных в ПО установки монтажа алгоритмов машинного зрения по определению границ. Определение границ всегда проводится по двум точкам выделенной стороны элемента относительно центра камеры. Положение по высоте рассчитывается методами автофокусировки, например, по максимуму контраста или градиенту фокуса.

Для выполнения активной настройки, основываясь на результатах моделирования был реализован алгоритм выравнивания модуля поворота пучка. В ходе выполнения настройки последовательно выполняются различные одномерные и двумерные сканирования модуля поворота пучка относительно диодной линейки с сопутствующей регистрацией требуемой характеристики излучения.

Последовательность выполнения сканирований подобрана таким образом, чтобы из полученного распределения выбранной характеристики излучения определить явную зависимость параметра излучения от наличия одних отклонений при отсутствии значительного влияния остальных, не исправленных до настоящего этапа алгоритма, отклонений.

По разработанному алгоритму был проведён успешный монтаж BTS модуля на диодную линейку с результатом остаточной расходимости 4.8 мрад, находящейся в рамках величины остаточной расходимости из спецификации модуля поворота пучка.

- [1] Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. // *Technology and Applications*. Springer Science+Business Media, LLC. 2007. P. 121.
- [2] Hill W., Hauschild D., Mitra T. et al. // *Laser+Photonik*. 2005. № 3. P. 24.
- [3] Никулин Е.А. Компьютерная геометрия и алгоритмы машинной графики. – СПб.: БХВ-Петербург. 2003. 560 с.
- [4] Калиткин Н.Н. Численные методы: учеб. пособие. – 2-е изд., исправленное. – СПб.: БХВ-Петербург. 2011, с. 172.
- [5] Pruss, Christof et al. // *Optics & Photonics News*. 2008. Vol. 19. P. 26.

## МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ВОЛОКОННОЙ БРЕГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ

А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Развитие нового поколения квантовых стандартов частоты с использованием возбуждаемых оптическим излучением ансамблей рабочих атомов требует, в свою очередь, создания эффективных лазерных источников излучения соответствующего диапазона. Анализ работоспособности систем этого типа позволяет сформулировать набор основных требований к параметрам лазерного излучателя, предназначенного для использования в оптической части схемы [1]. Это прежде всего диапазон перестройки – не менее 1,5 нм; управляемый шаг перестройки – до 0,02 нм (с возможностью прецизионной подстройки); мощность излучения – от 1 до 5 мВт и минимальный уровень амплитудных шумов излучения в радиодиапазоне. Последний параметр играет ключевую роль для осуществления эффективного взаимодействия лазерного излучения с атомными пучками, предполагающего обеспечение минимальной долговременной нестабильности амплитуды и частоты.

Возможным вариантом лазерного источника для такого рода систем может стать стабилизированный и перестраиваемый по частоте полупроводниковый лазер, генерирующий на длине волны эталонного перехода (например, 780,2 нм для Rb). Однако типичный инжекционный полупроводниковый лазер, даже с распределенной обратной связью (DFB-структура), не может обеспечить требуемую в данной схеме предельно низкую ширину линии излучения (не более 100 кГц) и соответствующий пониженный уровень частотных и амплитудных шумов. Традиционно используемый для достижения сужения линии генерации вариант внешнего открытого резонатора тоже нельзя считать оптимальным для решения этой задачи, так как внешнее зеркало подвержено влиянию технических шумов и вибраций, что делает работу такого излучателя крайне неустойчивой. В данной работе исследована схема полупроводникового лазерного излучателя, в котором стандартный лазер на квантовых ямах совмещен интегрально с брэгговской решеткой ( $n_{eff}$ ), сформированной на начальном участке выходного волоконного световода [2] (рис. 1).

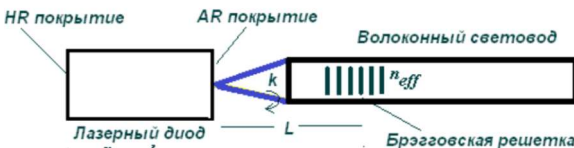


Рис. 1

Такая конфигурация излучателя позволяет обеспечить эффективное управление спектром излучения за счет селективной оптической обратной связи  $k$  и прецизионной перестройки частоты генерации посредством управления температурой

внешнего плеча резонатора  $L$ .

Экспериментально были исследованы однотипные лазеры с волоконной брэгговской решеткой, работающие в диапазоне длин волн  $\lambda = 1277 \leftrightarrow 1561$  нм. На рис. 2 приведен характерный вид спектра такого лазера при условии оптимального согласования оптических параметров непосредственно лазерного диода и внешнего волоконного резонансного отражателя, зарегистрированный с помощью оптического анализа



тора спектра ANDO 6317. Оптимизация одночастотного режима осуществлялась раздельным управлением температурой и рабочим током диода, а также широкодиапазонным согласованием излучателя с внешним волоконным волноводом с помощью независимого элемента Пельтье.

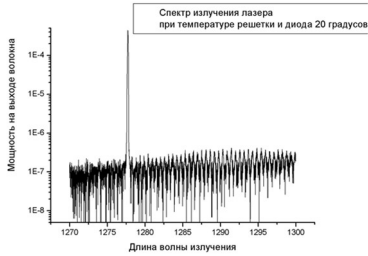


Рис. 2

Результаты наших исследований показывают, что прецизионным управлением по питанию излучателя и температуре элементов схемы можно достичь устойчивого одночастотного режима генерации данного типа излучателей в непрерывном режиме на уровне 1–2 мВт и подавлением боковых мод на уровне 30 – 40 дБ по оптической мощности. При этом остается возможность плавной точной подстройки частоты генерации прецизионным управлением температурой волоконной брэгговской решетки с помощью встроенного в схему излучателя элемента Пельтье. Проведенные измерения показали, что в условиях такого одночастотного режима можно осуществлять прецизионную перестройку длины волны излучателя с коэффициентом  $\sim 0,005$  нм/град.

Следует отметить, что использованная конфигурация излучателя представляет собой комбинацию нескольких отражателей (рис. 1), составляющих общий резонатор со сравнимыми значениями парциальной добротности. В этой связи рассогласование отдельных элементов оптической схемы с учетом сложной нелинейной зависимости структуры лазерного излучения от параметров системы может привести к критическим изменениям в режиме работы излучателя. На рис. 3 представлены наиболее наглядные зависимости, отражающие эффект вариации мощности излучателя и низкочастотных амплитудных шумов при несинхронизованной с диодным лазером независимой перестройке температуры внешнего плеча резонатора (брэгговской решетки).

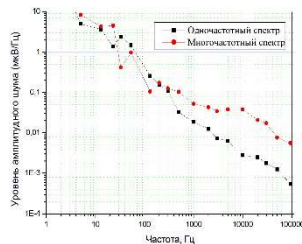
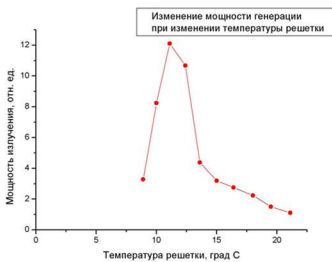


Рис. 3

Из рисунка отчетливо видно, что широкодиапазонные вариации температуры волоконной части схемы обязательно должны сопровождаться соответствующей корректировкой параметров самого излучателя (током или температурой). В противном случае, как это и следует из приведенного экспериментального графика, мощность лазера может быть промодулирована влиянием внешней части оптического резонатора.

ра в несколько раз, что, конечно же, нежелательно при использовании такого излучателя для прецизионной накачки атомных систем.

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали, что диодный лазер с волоконной брэгговской решеткой и независимой подстройкой температуры для каждого элемента позволяет подстраивать излучатель на нужную длину волны с точностью не хуже 0,01 нм ( $\sim 2$  ГГц). При этом уверенно контролируется режим одночастотного спектра генерации с выходной мощностью на уровне в несколько милливатт и подавлением боковых мод. Температурная подстройка лазерного диода обеспечивает широкодиапазонную подстройку линии усиления для согласования ее со спектральным «окном» отражения решетки, а прецизионная подстройка температуры решетки обеспечивает одночастотную генерацию на отдельной продольной моде составного резонатора. В то же время достижение максимальной стабильности спектра на больших временных интервалах требует активной долговременной стабилизации тока и температуры излучателя, что является самостоятельной технической задачей.

[1] Ovchinnikov, Yu., Marra G. // Metrologia. 2011. Vol. 48. P. 87.

[2] Дураев, В. П. // Фотоника. 2007. №3. С. 24.

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТИПОВ КАЛИБРОВОЧНЫХ СТРУКТУР, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ

А.Р. Мельчанов<sup>1)</sup>, Д.Е. Святошенко<sup>1, 2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ООО «МелСиТек»

### *Введение*

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) – перспективная разновидность полупроводниковых лазеров, в которых генерация излучения происходит в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры [1]. Конструктивно, ВИЛ представляет собой два распределенных брэгговских отражателя (РБО) разделенных областью, которую принято называть микрорезонатором (МР).

Важной задачей при изготовлении ВИЛ на этапе эпитаксиального роста лазерной структуры является спектральное совмещение взаимного положения обоих РБО и МР, которое определяется фактическим составом и толщинами слоев. Обычно, для решения этой задачи используются тестовые процессы роста упрощенной структуры.

В данной работе сравниваются различные типы таких калибровочных структур, которые могут быть использованы при производстве ВИЛ; прорабатывается алгоритм анализа и подгонки параметров калибровочных структур по спектрам их оптического отражения.

### *Основные элементы теории*

В основе принципа работы РБО лежит явление многолучевой интерференции электромагнитных волн в слоистых структурах. Наиболее общим условием, определяющим положение центра РБО является условие Брэгга, записанное в следующем виде:

$$n_1 d_1 + n_2 d_2 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{2}, \quad (1)$$

частным случаем которого являются более привычные соотношения, определяющие оптимальные толщины слоев, составляющих РБО:

$$d_1 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{4n_1}, d_2 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{4n_2}. \quad (2)$$

### *Различные типы калибровочных структур*

Простейшим вариантом калибровочной структуры является одиночный РБО. В данной работе показано, что для практических целей подобный тип структуры неэффективен. Это связано с тем, что амплитудные спектры оптического отражения РБО слабо отличаются друг от друга при невыполнении условия (2), но сохранении общего условия Брэгга (1). В связи с этим достоверная возможность определения фактических толщин каждого слоя РБО отсутствует, что оставляет фазу отражения неопределенной.

Практический интерес представляет изучение спектров оптического отражения структуры, в которой толщина последнего из слоев является кратной толщиной слоя такого же материала в составе РБО, а сам РБО растится с уменьшенным количеством периодов. При этом внутри зоны подавления электромагнитных волн в спектре оптического отражения структуры возникает провал, связанный с положением моды МР, сформированной РБО со стороны подложки и границей раздела полупроводник-воздух с противоположной стороны.

С помощью спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 1050 был снят экспериментальный спектр отражения образца, который был выращен для целевой длины волны  $\lambda_{БР}=990$  нм. На рисунке 1 приведены экспериментальный и модельный спектры отражения структуры. Модельный спектр отражения получен в результате подгонки теоретической модели структуры к экспериментальным данным. При этом скорости роста всех слоев одинакового состава, включая более толстый слой МР, считаем одинаковыми. На рисунке 2 приведен график линий уровня среднеквадратичного отклонения (СКО) для разницы спектров отражения теоретической модели и экспериментальных данных. Из графика следует, что СКО имеет единственный хорошо выраженный минимум. Это делает возможным проводить вычисление фактических тол-

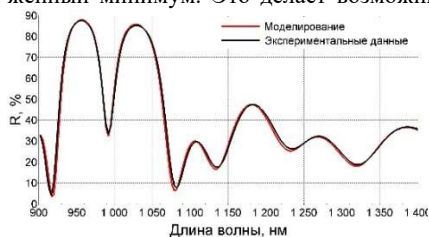


Рис. 1

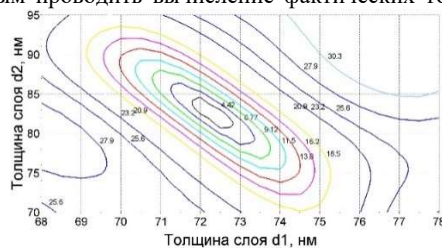


Рис. 2

щин слоев РБО однозначным образом посредством решения обратной задачи для подобного типа калибровочных структур.

Описанным выше типом калибровочной структуры возможно определить толщины слоев одного РБО. В этом случае для калибровки роста ВИЛ необходимо проведение, как минимум, двух калибровочных процессов со структурами данного типа (условия эпитаксиального роста n-РБО и p-РБО отличаются, а, следовательно, отличаются и фактические толщины слоев).

На следующем этапе работы был предложен и рассмотрен вариант калибровочной структуры, состоящий из укороченного n-РБО, МР и укороченного p-РБО. Для экспериментальной структуры данного типа была проверена и отработана возможность послойного селективного удаления p-РБО с МР. На рисунке 3 приведены экспериментальный и модельный спектры отражения структуры, выращенной на длину волны 804 нм, до и после селективного удаления p-РБО.

Толщины слоев и спектральное рассогласование положения моды МР относительно центра n-РБО части структуры после удаления p-РБО могут быть достоверно определены описанным ранее способом. Чтобы найти относительное рассогласование p-РБО, предлагается использовать следующий метод: в процессе послойного селективного удаления p-РБО измеряются спектры оптического отражения, начиная со

спектра отражения исходной структуры, и выполняется построение зависимости смещения положения моды МР от количества пар слоев р-РБО. В случае идеального спектрального согласования всех составляющих структуры (п-РБО, МР и р-РБО) смещения не наблюдается. В противном случае, когда хотя бы один из составляющих структуры имеет спектральное рассогласование, будет наблюдаться смещение моды МР, которое имеет место быть на рис. 3.

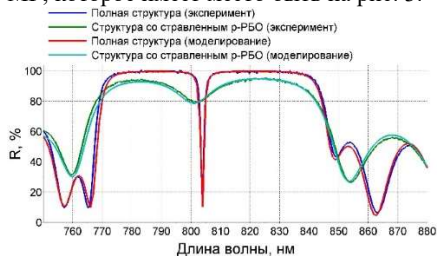


Рис. 3

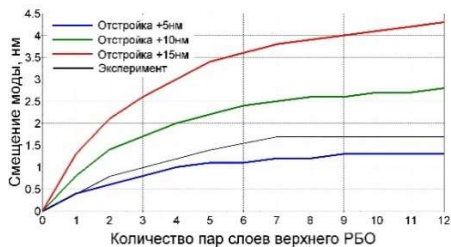


Рис. 4

На рисунке 4 показано семейство кривых, которое иллюстрирует зависимость смещения положения моды МР относительно брэгговской длины волны в зависимости от количества пар слоев верхнего РБО при разной величине отстройки положения р-РБО. Построение выполнено для случая, когда п-РБО и МР согласованы (см. рис. 3), а р-РБО имеет отстройку положения спектра. Также на рис. 4 приведена экспериментальная зависимость положения моды МР от количества пар слоев р-РБО, полученная из спектров оптического отражения при его удалении. Из сопоставления теоретических и экспериментальных данных можно сделать вывод, что рассогласование в данной структуре составляет 6 нм.

### ***Заключение***

В работе рассмотрены различные виды калибровочных структур, которые могут быть использованы для калибровки эпитаксиального роста при изготовлении ВИЛ. Показано, что использование структуры, состоящей из одного РБО является малоинформативным, тогда как структура, состоящая из одного РБО и МР, предоставляет возможность однозначного восстановления толщин слоев по спектрам её оптического отражения. Наиболее предпочтительным вариантом с точки зрения затрат на изготовление представляется структуры с двумя РБО разделенными МР: послыбно стравливая верхнее РБО, можно вычислить рассогласование положения центров РБО по измеренному уходу положения моды МР.

[1] Iga K. // Japanese Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 47. P. 1.

## СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

И.Д. Самойлов, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### *Введение*

Лазерные системы широко используются в различных сферах деятельности (промышленность, медицина, экология и др.). В частности, широкий интерес к компактным и эффективным лазерам средней и высокой мощности (от единиц до сотен ватт) связан с возможностью их применения для задач обработки материалов (резка, гравировка). Преимуществами лазерной обработки перед механической являются высокая точность, стабильность, долговечность и гибкость применения. Для обеспечения высокой стабильности параметров необходимо применение специальных алгоритмов, основанных на постоянном мониторинге параметров и методах влияния на эти параметры (обратная связь).

В настоящее время одним из распространенных типов лазеров для гравировки – это неодимовые твердотельные лазеры на алюмоиттриевом гранате ( $\text{Nd}:\text{YAG}$ ) с модулирующей добротности [1], излучающие на первой (1064 нм) или второй (532 нм) гармонике. Для получения второй гармоники часто применяется метод внутрирезонаторного удвоения, когда нелинейный кристалл помещается непосредственно в резонатор лазера, что обеспечивает максимальный коэффициент преобразования мощности первой гармоники во вторую [2].

Использование в лазерах кристалла иттриевого ванадата, легированного неодимом ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ ), позволяет достичь большей эффективности для источников лазерного излучения по сравнению с  $\text{Nd}:\text{YAG}$  [3]. В данном случае преимуществами кристаллов ванадата является его анизотропия, позволяющая получать линейно поляризованное излучение при минимальном влиянии эффектов двулучепреломления, а также высокие коэффициенты поглощения накачки и усиления лазерного излучения. Использование в качестве удвоителя кристаллов LBO [4], который отличается самым высоким порогом повреждения среди всех нелинейных кристаллов, позволяет получить выходное излучение малой расходимости с дифракционным качеством пучка.

В настоящей работе проведены исследования параметров генерации стенового варианта лазера на кристаллах  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  и LBO на длине волны 532 нм, а также исследование возможности стабилизации выходных параметров лазера за счет применения алгоритмов обратной связи.

### *Описание экспериментальной установки*

Кристалл  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  (a-cut) был сориентирован в схеме для получения линейной поляризации на 1064 нм, перпендикулярной плоскости схемы резонатора. Для оптической накачки кристалла использовалась диодная линейка с волоконным выводом излучения на длине волны 808 нм и мощностью 50 Вт. Для коллимации и фокусировки излучения диодной линейки использовалась система линза с фокусами 20 мм и 65 мм, просветленные на 808 нм. П-образный резонатор был образован четырьмя «глухими» зеркалами на 1064 нм, два из которых - поворотные дихроичные зеркала, про-

пускающими накачку, одно – «выходное» зеркало с пропусканием излучения 532нм, и еще одно «глухое» зеркало, рядом с которым в резонаторе был расположен акустооптический модулятор для реализации режима модуляции добротности (рис. 1). Рядом с «выходным» зеркалом размещался кристалл LBO и «возвратное» зеркало, просветленное на длину волны 1064 нм и зеркальное на 532 нм. Кристалл LBO, вырезанный для не критичного фазового синхронизма, был зафиксирован в термостабилизированном корпусе с поддержанием температуры около 149 °С (пр-во «Eksma-Optics»).

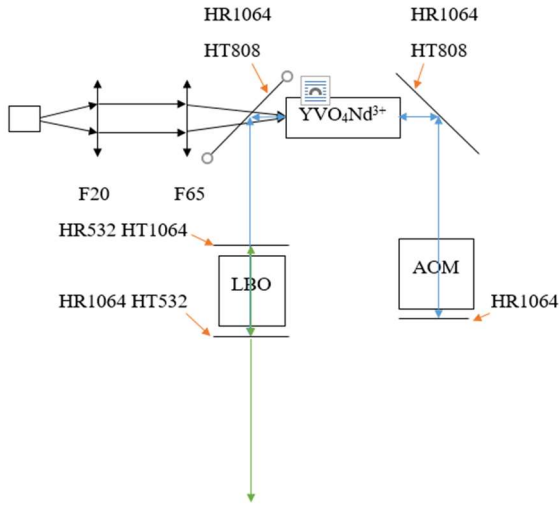


Рис. 1

Поскольку мощность генерации любого лазера напрямую определяется мощностью накачки, для стабилизации и управления выходной мощностью генерации необходимо реализовать контроль выходной мощности и управление мощностью накачки.

Для определения мощности излучения диодной линейки, а также для контроля выходной мощности излучения был установлен фотодиоды Ф.Д.1 и Ф.Д.2. (рис. 2), которые были прокалиброваны по оптической мощности излучения накачки и генерации с помощью поверенных измерителей мощности.

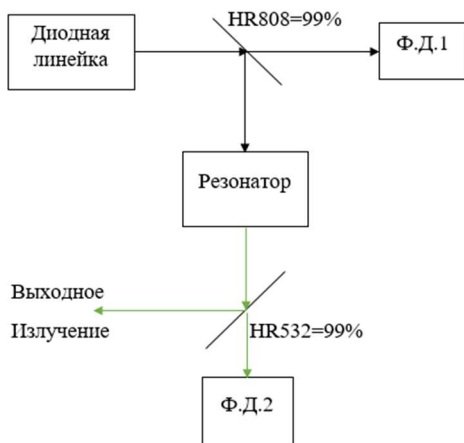


Рис. 2

Аналоговый сигнал с фотодиодов оцифровывался и усиливался с помощью платы управления. Изменение мощности накачки, а тем самым и мощности генерации, производилось за счет изменения тока диодной линейки.

### *Принцип работы системы стабилизации мощности*

В данной схеме подстройка выходной мощности осуществляется с помощью пропорционально-интегрально-дифференцирующего регулятора, который формировал управляющий сигнал на источник тока диодной линейки (рис. 3).

Управляющий сигнал, состоит из трех параметров: сигнала рассогласования, представляющего собой разницу сигналов калибровки и входного сигнала, интеграла сигнала рассогласования и производной сигнала рассогласования.

Для поддержания заданного значения  $r(t)$  на вход регулятора подается разница между заданным значением ( $x_0$ ) и реальным ( $x$ ):  $e(t) = x - x_0$ . Выходной сигнал регулятора определяется тремя слагаемыми:

$$u(t) = P + I + D = K_p e(t) + K_d \frac{de}{dt} + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau,$$

где  $K_p$  – пропорциональный коэффициент усиления,  $K_i$  – интегральный коэффициент усиления,  $K_d$  – дифференциальный коэффициент усиления.



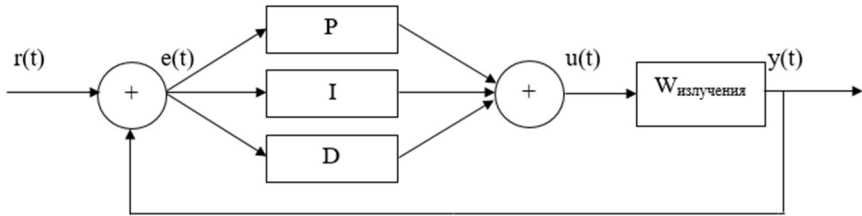


Рис. 3

Разница между заданным излучением  $r(t)$  и реальным  $y(t)$  подается на вход регулятора.

В настоящей работе проведены работы по сборке и исследованию параметров генерации высокоэффективного лазера на кристаллах  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  и LBO, излучающего длине волны 532 нм в импульсно-периодическом режиме (частота от 10 до 100 кГц). Достигнута средняя мощность излучения 7 Вт (при коэффициенте преобразования от мощности накачки около 28%) при дифракционном качестве пучка генерации. Рассмотрены изменения излучения накачки от температуры диодной линейки. Показана возможность стабилизации мощности генерации: разработана система стабилизации выходной мощности лазера и проведена настройка параметров пропорционально-интегрального регулятора. В результате получена высокая стабильность мощности лазера при долгосрочной работе (до часа) с нестабильностью на уровне не более 1 %.

- [1] Elder, Legge D., Beedell J. and Marchington R. Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), paper MB20.
- [2] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 512 с.
- [3] Никитин С.И., Низамутдинов А.С., Нуртдинова Л.А. Лазер на кристалле иттрий алюминиевого граната с неодимом. Методическое пособие. – Казань, 2013, 50 с.
- [4] Гурзядян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Справочник. – М.: Радио и связь, 1991, 160 с.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Р. Шахин<sup>1)</sup>, А.П. Савикин<sup>1)</sup>, С.В. Курашкин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИХВВ РАН им. Г.Г. Деятовых

Поиск новых нелинейно-оптических материалов и исследование их свойств является актуальной научной задачей. Особенный интерес представляют поликристаллические нелинейные среды прозрачные в ИК-диапазоне длин волн.

Целью настоящей работы являлось исследование нелинейных свойств поликристаллического селенида цинка.

В институте химии высокочистых веществ были изготовлены две группы поликристаллических образцов селенида цинка, отличающихся между собой средней величиной зерна (рис. 1). Все образцы изготавливались из одной части пластины CVD-ZnSe, но образцы второй группы дополнительно подвергались газостатической обработке при высоком давлении (90 МПа) и температуре (1050 градусов Цельсия) в течение суток. В результате были получены поликристаллы ZnSe длиной от 5 до 25 мм со средним размером зерна 68 мкм и 300 мкм соответственно.

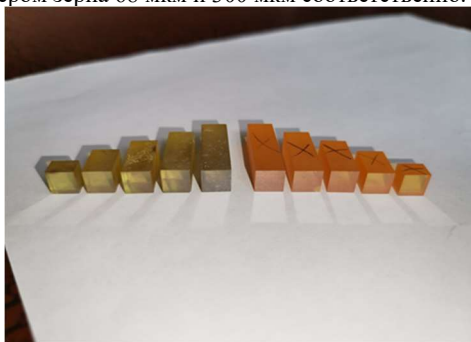


Рис. 1

На рис. 2 представлены спектры оптического пропускания отожженного и неотожженного образцов длиной 15 мм. Из графиков видно, что общий уровень оптического пропускания в отожженном образце значительно ниже. Подобная разница, по-видимому, связана с высоким уровнем рассеивания внутри образца вследствие большого размера образовавшихся кристаллитов.

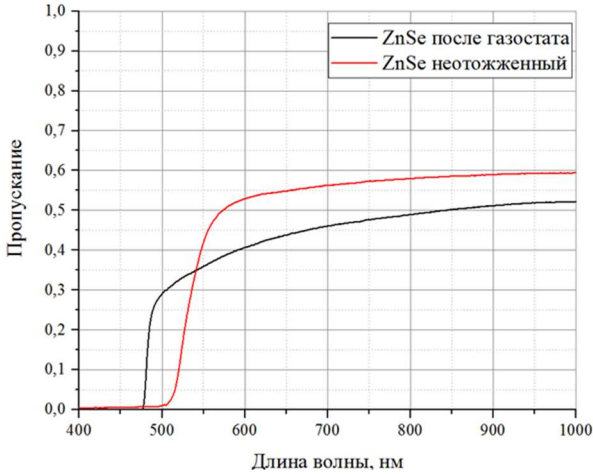


Рис. 2

Исследуемые образцы были использованы в качестве нелинейных оптических элементов в эксперименте по преобразованию излучения  $Tm^{3+}$ :YAP лазера с длиной волны 1,94 мкм во вторую гармонику. Для этого образцы ZnSe помещались в коллимированный лазерный пучок диаметром около 1 мм. При этом тулиевый лазер работал в режиме акустооптической модуляции добротности со средней мощностью около 3 Вт, при длительности и частоте следования импульсов 400 нс и 3 кГц, соответственно. Проходящее сквозь образец излучение на длине волны 1.94 мкм отсекалось с помощью фильтра, а генерируемое излучение второй гармоники регистрировалось с помощью монохроматора и кремниевого фотодетектора. В результате были сняты спектральные кривые излучения второй гармоники с максимумом на длине волны 967.5 нм (рис. 3).

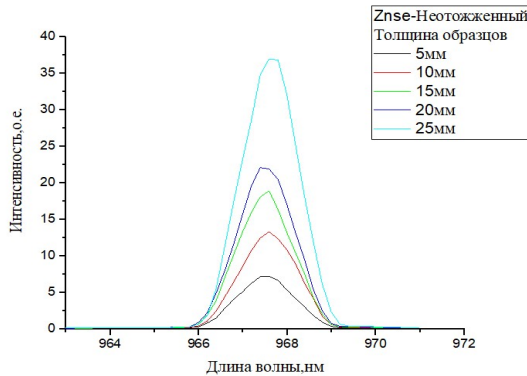


Рис. 3

Был установлен факт практически линейного роста эффективности преобразования во вторую гармонику с увеличением длины неотожженных образцов ZnSe. Для образцов, которые подвергались газостатической обработке, эффективность ГВГ была в целом ниже, а закон линейного роста эффективности преобразования с длиной образцов не выполнялся. По всей вероятности, малое число кристаллитов на длине образца и высокий уровень внутренних потерь препятствовали эффективному преобразованию излучения во вторую гармонику. Кроме того, было установлено, что эффективность преобразования не изменяется при повороте образцов вокруг нормали к входной грани.

С целью объяснения полученных результатов и сравнения с теорией были проведены численные расчеты эффективности преобразования излучения во вторую гармонику. Основные формулы, по которым проводился расчет, взяты из литературы [1, 2]. В результате была построена теоретическая кривая зависимости интенсивности излучения второй гармоники от толщины образцов со средним размером зерна 68 мкм (рис. 4).

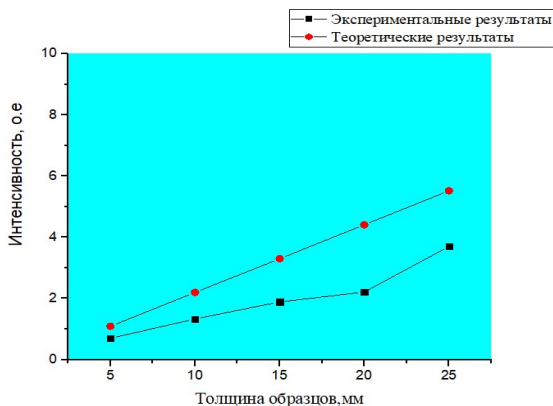


Рис. 4

Максимальная эффективность преобразования в неотожженных образцах по теоретическим оценкам составила величину порядка  $6 \times 10^{-5}$ . Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения поликристаллического селенида цинка в качестве нелинейно-оптического элемента в лазерных системах ИК-диапазона.

- [1] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 512 с.
- [2] Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. – М.: Радио и связь, 1991, 160 с.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ YAP:TM<sup>3+</sup> ЛАЗЕРА С ПРИМЕНЕНИЕМ КАМЕРЫ ПЗС

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин, В.В. Шарков

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В экспериментах, связанных с использованием лазерного излучения, часто возникает задача определения пространственных характеристик лазерного пучка. Распределение интенсивности в поперечном сечении, перетяжка и расходимость пучка являются важными параметрами лазерной системы и имеют ряд требований и ограничений к способам их регистрации.

В настоящее время широкое применение находят источники лазерного излучения, работающие в диапазоне длин волн 1,9–2,1 мкм, совпадающем с колебательно-вращательными спектрами поглощения молекулярных газов, (например, твердотельные лазеры на ионах Tm<sup>3+</sup> и Ho<sup>3+</sup>), которые можно использовать в лидарах, системах контроля загрязнения окружающей среды, диагностической медицины и хирургии [1, 2]. Диапазон спектральной чувствительности матрицы ПЗС не позволяет проводить измерения в спектральной области с длинами волн  $\lambda > 1$  мкм. Поэтому для регистрации пространственных характеристик радиально-симметричных лазерных пучков среднего ИК диапазона спектра используется метод движущейся щели или метод меняющейся апертуры с использованием калориметрического измерителя мощности. Для анализа двухмерного профиля лазерных пучков применяются пироэлектрические камеры, такие как Ophir Picosam III. Первый метод не подходит для измерения профиля многомодовых пучков. К недостаткам пироэлектрической камеры можно отнести большой размер пикселей, примерно на порядок величины превышающий размер пикселей матрицы ПЗС, меньшую чувствительность порядка 2,2 мВт/см<sup>2</sup>, а также значительно большую стоимость.

В данной работе предлагается метод измерения распределения интенсивности в поперечном сечении пучка излучения YAP:Tm<sup>3+</sup> лазера с длиной волны  $\lambda = 1,94$  мкм посредством преобразования ИК излучения в видимый диапазон спектра в стекле ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> и регистрации преобразованного излучения с помощью камеры Pulnix TM-7CN. Перспектива использования более доступных ПЗС камер, для регистрации параметров лазерных пучков среднего ИК излучения делает данный метод коммерчески более выгодным решением.

В видимом диапазоне спектра ап-конверсионной люминесценции стекла ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> присутствует зелёная ( $\lambda = 545$  нм) и красная ( $\lambda = 650$  нм) полосы. Наибольшую интенсивность имеет полоса с длиной волны 650 нм, соответствующая переходу  $^5F_5 \rightarrow ^5I_8$  в ионе Ho<sup>3+</sup>. Известно, что люминесценция с повышением частоты может возникать вследствие двух процессов: последовательного (ступенчатого) поглощения фотонов возбуждающего излучения и обмена энергией между ионами [3]. Поскольку энергия квантов излучения YAP:Tm<sup>3+</sup> лазера  $E \approx 5140$  см<sup>-1</sup> (1945 нм) совпадает с энергией перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$ , то уровень  $^5I_7$  имеет наибольшую населённость из всех остальных возбуждённых состояний. Все последующие переходы из возбуждённых состояний, сопровождающиеся как поглощением лазерного излучения, так и межионным взаимодействием, находятся вне резонанса и происходят с участием колебаний кристаллической решетки ZBLAN. Поэтому вероятности переходов на

порядки величин меньше и, как результат, эффективность преобразования 2-х микронного излучения в видимый диапазон не превышает 0,02% [4]. Однако, высокая чувствительность матрицы ПЗС позволяет регистрировать излучение ап-конверсионной люминесценции.

Экспериментальная схема измерительной установки изображена на рис. 1. В качестве источника излучения (6) использовался YAP:Tm<sup>3+</sup> лазер с диодной накачкой,

работающий на длине волны  $\lambda=1,94$  мкм в стационарном режиме генерации с выходной мощностью до 4 Вт. С помощью собирающей линзы (5) с фокусным расстоянием 180 мм пучок излучения фокусировался в плоскопараллельную пластинку (3) квадратной формы (размером  $15 \times 15$  мм) с полированными рабочими поверхностями

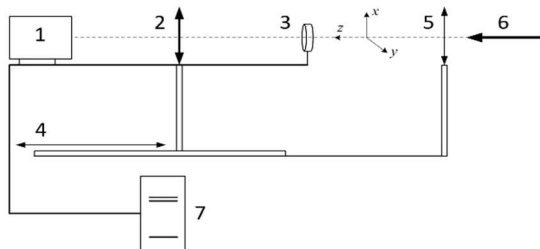


Рис. 1

толщиной 2 мм, изготовленную из фторцирконатного стекла ZBLAN, содержащего один массовый процент ионов Ho<sup>3+</sup>. Стекло ZBLAN характеризуется высокой оптической однородностью. Пластинка располагалась перпендикулярно направлению лазерного пучка. Среднее значение интенсивности света, падающего на матрицу ПЗС, составило 5 мВт/см<sup>2</sup>. Вследствие явления ап-конверсии лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 1,94$  мкм в пластинке ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> преобразовывалось в излучение видимого диапазона спектра, соответствующего области спектральной чувствительности матрицы ПЗС. Поскольку явление ап-конверсии имеет линейную зависимость интенсивности вторичного (преобразованного) излучения от интенсивности первичного лазерного излучения [3], то распределение интенсивности в поперечном сечении вторичного излучения соответствовало распределению интенсивности первичного излучения. Образец ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> и камера (1) крепились на перемещающемся вдоль продольной координаты z штативе (4). С помощью собирающей линзы (2) с фокусным расстоянием 50 мм выполнялся перенос изображения пучка в образце на матрицу ПЗС. Изображение переносится объективом на матрицу ПЗС либо в масштабе 1:1, либо с увеличением (что может обеспечить измерение распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка с большим разрешением). После того, как излучение попадало на матрицу камеры, на экране компьютера (7) формировалось изображение, представляющее собой распределение интенсивности в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y, проходящих через точку с максимальной интенсивностью света. Вычисление поперечных размеров пучка выполнялось в этих сечениях по уровню  $1/e^2$  от максимального значения интенсивности. Перемещением штатива с камерой и линзой вдоль оси z проводилось измерение распределения, соответствующее поперечному распределению интенсивности лазерного пучка в различных сечениях. В качестве опорных (проверочных) значений параметров лазерного излучения была измерена перетяжка лазерного пучка методом сканирующего ножа (или

движущихся границ). Ширина пучка измерялась по двум положениям границы среза, которые определялись 84 и 16% прохождением мощности.

На рис. 2 представлены измеренные значения поперечного сечения лазерного пучка в зависимости от продольной координаты. По горизонтальной оси отложено расстояние в мм от образца ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> до фокусирующей линзы, по вертикальной – диаметр пучка в мкм. Линия (1) соответствует измерениям, полученным с помощью камеры ПЗС с визуализацией лазерного излучения в ZBLAN:Ho<sup>3+</sup>, (2) – измерениям ножевым методом. Из сравнения результатов измерений, проведенных двумя методами, видно, что они совпадают с хорошей степенью точности. Перетяжка пучка в обоих случаях составила примерно 145 мкм на расстоянии 205 мм от фокусирующей линзы. Коэффициент M<sup>2</sup> составил 1,2.

Таким образом, была рассмотрена реализация метода регистрации пространственных характеристик 2-х микронного лазерного излучения посредством преобразования в видимый диапазон в стекле ZBLAN:Ho<sup>3+</sup> с последующей регистрацией преобразованного излучения камерой ПЗС. Метод позволяет проводить измерения профиля интенсивности лазерного пучка и рассчитывать его оптические параметры. Продемонстрировано, что измеренные данным методом параметры пучка совпадают с параметрами, полученными при измерении ножевым методом. Представленный метод регистрации пространственных характеристик 2-х микронного лазерного излучения может использоваться в практических задачах, как коммерчески более выгодное решение по сравнению с использованием дорогих координатно-чувствительных детекторов ИК излучения.

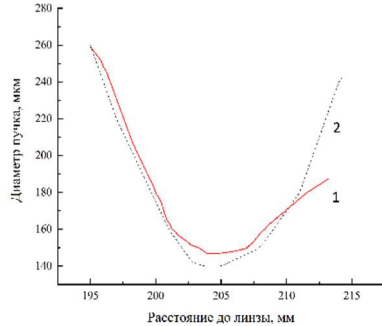


Рис. 2

[1] Loftus T. H., Liu A., Hoffman P. R. et al. // Opt. Express. 2006. Vol. 14. P. 6069.

[2] Walsh B.M. // Laser Physics. 2009. Vol. 19. P. 855.

[3] Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. // В кн.: Тр. ФИАН. – М.: Наука, 1986, 175, с. 4.

[4] Lyapin A.A., Ryabochkina P.A., Ushakov S.N. et al. // Quantum Electronics. 2014. Vol. 44. P. 602.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ $\text{Ho}^{3+}$ И $\text{Yb}^{3+}$ В МАТРИЦЕ ZBLAN ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,94 МКМ

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Широкое использование лазеров ближнего ИК диапазона в медицине и экологии инициировало работы, посвящённые синтезу керамики, легированных ионами  $\text{Ho}^{3+}$  для преобразования ИК излучения в области 2-х мкм в видимый диапазон спектра [1-3] и их использование в качестве визуализаторов. Диффузно рассеивающие керамические образцы удобно применять для обнаружения лазерного пучка в различных участках оптической системы, а также на начальном этапе юстировки резонатора и качественного определения модового состава лазерного пучка. Образцы, изготовленные в виде стеклянных пластинок с высоким оптическим качеством можно использовать как преобразователи ИК спектра излучения в спектральный диапазон чувствительности матрицы ПЗС с целью измерения пространственных характеристик лазерного пучка [4].

В настоящее время влияние процессов межионного переноса энергии на преобразование ИК-излучения в видимый диапазон исследуется в различных составах керамики и стекол. Было обнаружено увеличение интенсивности ап-конверсионной люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в образцах керамики  $\text{TeO}_2$ – $\text{BaF}_2$ :  $\text{Ho}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  с дополнительным легированием ионами  $\text{Yb}^{3+}$  при длине возбуждающего излучения 1,908 мкм [5]. В образцах ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  легирование ионами  $\text{Yb}^{3+}$  приводило к изменению спектра ап-конверсионной люминесценции [6]. Наибольшее влияние было зарегистрировано в керамике  $\text{BiF}_3$ : $\text{Ho}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  [7].

В данной работе был произведен анализ процессов межионного обмена энергией, происходящих в матрицах ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}$  / ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$ , и основных каналов заселения состояний  $^5\text{F}_4$ ,  $^5\text{S}_2$  и  $^5\text{F}_5$ , отвечающих за люминесценцию в видимой области спектра при накачке излучением длиной волны 1,94 мкм. Также была создана теоретическая модель, описывающая кинетику населённостей состояний с учетом величин вероятностей нерезонансных процессов межионного обмена энергией между ионами  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  при накачке излучением длиной волны 1,94 мкм.

Ион  $\text{Ho}^{3+}$  имеет полосу поглощения из основного состояния на переходе  $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{I}_7$  в диапазоне длин волн 1870-2150 нм, что делает его подходящим для использования в визуализаторах 2-х микронного излучения. Дополнительное введение ионов иттербия в состав основы приводит к изменению процессов заселения уровней  $^5\text{F}_5$ ,  $^5\text{F}_4$ ,  $^5\text{S}_2$ , отвечающих за люминесценцию в видимой области спектра. Ион иттербия не выступает в роли исключительно донора, при возбуждении излучением на длине волны  $\lambda = 1945$  нм функции донора и акцептора между ионами  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  поочередно изменяются. Ионы гольмия, находящиеся в возбужденных состояниях, взаимодействуют с ионами иттербия, осуществляя передачу энергии между собой. В первую очередь осуществляется перенос энергии от ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в возбужденном состоянии  $^5\text{I}_5$  к ионам  $\text{Yb}^{3+}$ , заселяя возбужденное состояние  $^2\text{F}_{5/2}$  на переходах ( $^5\text{I}_5 \rightarrow ^5\text{I}_8$ ) - ( $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$ ). Затем ионы иттербия отдают полученную энергию ионам гольмия на переходах ( $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$ ) - ( $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{I}_6$ ), ( $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$ ) - ( $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{F}_5$ ) и ( $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$ ) - ( $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{F}_4$ ), приводящих к заселе-



нию верхних уровней  ${}^5F_5$  и  ${}^5F_4$ . Однако, процессу суммирования сопутствует кросс-релаксационный распад состояний  ${}^5F_5$  и  ${}^5S_2$  (рис. 1).

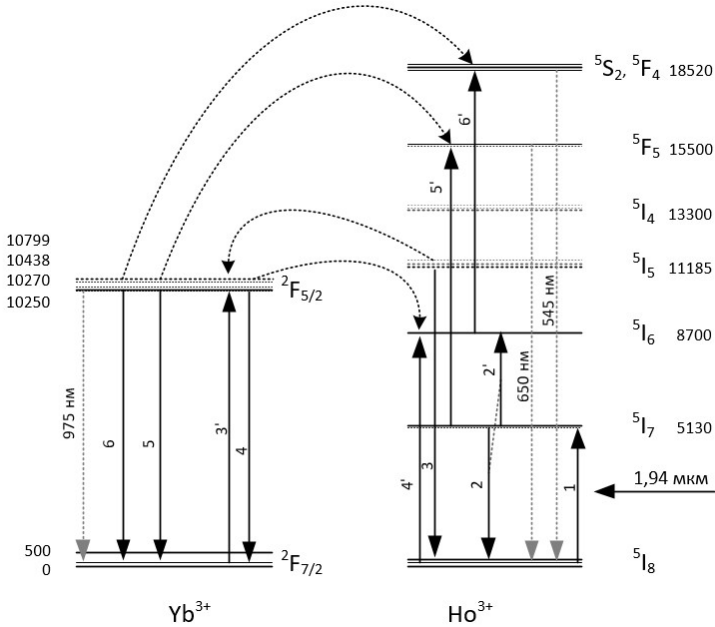


Рис. 1

Вероятность процессов межионного обмена энергией определяется выражением:

$$W = P(0) \cdot N_0 \cdot K(\Delta E), \tag{1}$$

где  $\Delta E$  – это разность между энергиями переходов в первом и втором ионах, а слагаемое  $P(0)$  определяется выражением:

$$P(0) = 10^{-21} \cdot \lambda_1^3 \lambda_2^3 \cdot A_1 A_2, \tag{2}$$

где  $\lambda_1, \lambda_2, A_1$  и  $A_2$  – длины волн и вероятности спонтанных переходов взаимодействующих ионов соответственно. Выражение коэффициента  $K$  зависит от  $\Delta E$ , перекрываемого за счёт испускания или поглощения  $\bar{N}$  фононов и оценивается выражением:

$$K(\Delta E) = \exp(-\beta \Delta E) \left\{ \frac{(\bar{n} + 1)^{\bar{N}}}{\bar{n}^{\bar{N}}} \right\}, \tag{3}$$

где  $\beta$  – константа переноса энергии, определяемая как:

$$\beta = (\hbar \omega_{phon})^{-1} \left\{ \ln \left[ \frac{\bar{N}}{g} (\bar{n} + 1) \right] - 1 - \ln \left( 1 + \frac{g_a}{g_s} \right) \right\}, \tag{4}$$

где  $\hbar\omega_{\text{phon}}$  – это энергия фона,  $\bar{n}$  – число заполнения фононных состояний, а  $g$  – постоянная связи для ионов решетки.

Кросс-релаксационный распад состояния  ${}^5S_2 : ({}^5S_2 \rightarrow {}^5I_6) - ({}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2})$  происходит с недостатком энергии  $\Delta E \approx 550 \text{ см}^{-1}$  и вероятностью примерно на четыре порядка меньше величины вероятности суммирования. Вероятности кросс-релаксационного распада и заселения уровня  ${}^5F_5$  ионов гольмия с участием ионов иттербия можно считать имеющими одинаковую величину. Поэтому введение ионов иттербия приводит к росту интенсивности зелёной антистоксовой люминесценции.

На основе вышеописанных механизмов заселения была составлена система балансных уравнений, описывающую динамику изменения населенности для каждого состояния. Полученная с ее помощью населенность состояний ( ${}^5F_4$ ,  ${}^5S_2$ ) и  ${}^5F_5$  для матриц ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}$  и ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$  в зависимости от мощности возбуждающего излучения изображена на рис. 2.

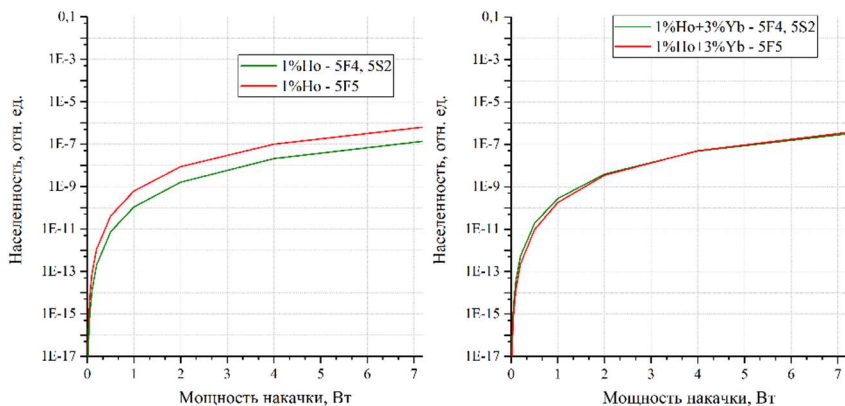


Рис. 2

Как наблюдается из полученных зависимостей с увеличением средней мощности накачки в системе с  $\text{Ho}^{3+}$  населенность состояния  ${}^5F_5$  растет заметно быстрее по сравнению с ( ${}^5F_4$ ,  ${}^5S_2$ ). С добавлением в балансную модель ионов иттербия в соотношении  $1\% \text{Ho}^{3+}/3\% \text{Yb}^{3+}$  темпы роста населенностей состояний  ${}^5F_5$  и ( ${}^5F_4$ ,  ${}^5S_2$ ) выравниваются, и населенность состояния ( ${}^5F_4$ ,  ${}^5S_2$ ), отвечающего за зеленую люминесценцию, находится в пределах одного порядка величины с населенностью состояния  ${}^5F_5$ , отвечающего за красную люминесценцию.

Экспериментальные исследования ап-конверсии парой ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  проводились с образцами из фторцирконатного стекла ZBLAN и  $\text{LiYF}_4$  керамики. На рис. 3 изображены полученные спектры люминесценции образцов в видимой области спектра. В качестве источника возбуждения ап-конверсионной люминесценции использовался Tm:YAP лазер с диодной накачкой, работающий в режиме свободной генерации на длине волны 1945 нм.

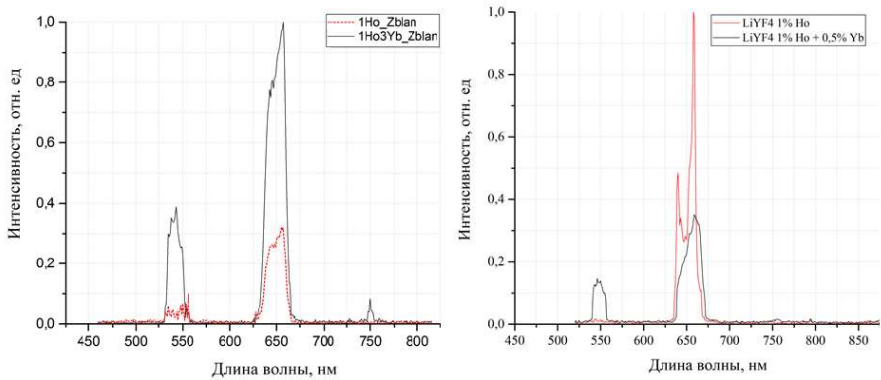


Рис. 3

Следует обратить внимание на отсутствие в спектре образцов  $\text{LiYF}_4$ , легированных только ионами гольмия, зеленой полосы на длине волны 545 нм и ее появление в спектрах образцов  $\text{LiYF}_4:1\%\text{Ho}^{3+}0,5\%\text{Yb}^{3+}$ . Интенсивность красной полосы на длине волны 650 нм при этом снижается. В спектре образцов стекла ZBLAN с двухкомпонентным легированием ионами  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  наблюдается увеличение, как и красной, так и зеленой полос люминесценции на длинах волн 650 и 540 нм соответственно.

Таким образом теоретическая модель, описывающая кинетику населённости состояний ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  позволяет наблюдать изменение соотношения между мощностью красной и зеленой полос люминесценции, что согласуется с результатами, наблюдаемыми в эксперименте. Было показано, что процессы межионного обмена энергией являются ключевыми по заселению уровней люминесцирующих переходов иона  $\text{Ho}^{3+}$ .

- [1] Ляпин А. А., Рябочкина П. А., Ушаков С. Н., Федоров П. П. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 10. С. 602.
- [2] Lyapin A.A., Kuznetsov S.V., Ryabochkina P.A., Merculov A.P., Chernov M.V., Ermakova Y.A. et al // Laser Phys. Lett. 2017. Vol. 14. P. 076003.
- [3] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, № 21. С. 47.
- [4] Сумачев К.Э., Шарков В.В., Савикин А.П., Гришин И.А. // Оптический журнал. 2020. Т. 87, № 05. С. 13.
- [5] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Крашенинникова О.В., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, № 14. С. 34.
- [6] Савикин А.П., Перунин И.Ю., Курашкин С.В., Будруев А.В., Гришин И.А. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125, № 10. С. 468.
- [7] Savikin A.P., Egorov A.S., Budruev A.V. and Grishin I.A. // Russ. J. Appl. Chem. 2016. Vol. 89. P. 337.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 26 мая 2020 г.  
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.