

Труды XXV 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.

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков,
О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, И.В. Самарцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Анизотропия преломления оптического кристалла за счет приложения внешнего воздействия [1, 2] является одним из новых принципов управления поляризационными свойствами излучения. Приложение внешнего воздействия позволяет понизить степень симметрии лазерного кристалла, благодаря чему в кристаллах кубической сингонии (в том числе АЗВ5) становится возможным существование двух взаимно перпендикулярных направлений поляризации [3, 4]. Недостатком этого принципа является необходимость механического воздействия (например, приложение внешнего давления) на структуру, что сложно реализуемо технически и повышает вероятность износа. Тем не менее, с развитием и совершенствованием метода эпитаксиальной технологии, стало возможным изготовление лазерных гетероструктур на основе полупроводников с различным уровнем рассогласования кристаллических решеток, а также варьирование знака упругих напряжений при формировании активной области лазера, что является альтернативным способом управления поляризацией лазерного излучения.

В настоящей работе был разработан и экспериментально исследован полупроводниковый лазер, в котором возможность управления поляризацией излучения реализована конструктивно - за счет наличия знакопеременных напряжений в активной среде, и генерирующий излучение на двух близких частотах с разными линейными взаимно ортогональными поляризациями (ТЕ и ТМ моды).

Исследуемая лазерная структура выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе и содержала следующие слои: буферный слой n-GaAs (500 нм), градиентный ограничительный слой n-AlGaAs (100 нм), ограничительный слой n- $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ (1090 нм), волноводный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (350 нм), квантовая яма (КЯ1) – AlInGaAs (10 нм), волноводный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (50 нм), КЯ2 – GaAsP (10 нм), волноводный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (350 нм), ограничительный слой p- $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ (1090 нм), градиентный ограничительный слой p-AlGaAs (100 нм), контактный слой p+ - GaAs (300 нм).

В исследуемой экспериментальной структуре состав квантовых ям подбирался таким образом, чтобы за счёт рассогласования параметров решётки одна из них испытывала деформации растяжения (GaAsP), а вторая – сжатия (AlInGaAs). Таким образом, формировалась активная область со знакопеременными упругими напряжениями, способная к генерации как ТЕ-, так и ТМ-поляризованной моды.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды плоскового типа с шириной полоска 100 мкм. Изготовление осуществлялось методом фотолитографии и прецизионного химического травления с последующей протонной имплантацией областей, расположенных вне контактного полоска [5]. Зеркалами резонаторов в лазерных диодах служили сколотые грани структуры.

Исследовалась фотолюминесценция изготовленной структуры (77 К) при возбуждении He-Ne лазером (длина волны 632 нм) мощностью до 30 мВт. Исследования

излучательных свойств образцов гетеролазеров проводились при температуре 300 К в непрерывном режиме накачки. Предметом исследований являются спектральные зависимости и поляризация излучения лазерных диодов. Исследование поляризации проводилось с использованием линейного поляризатора (призмы Глана), монохроматора МДР-23 и детектора.

На рисунке 1 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) лазерной структуры при разных мощностях оптической накачки. Наблюдается два пика люминесценции с энергией 1.665 эВ от КЯ GaAsP/GaAs и с энергией 1.645 эВ от КЯ AlInGaAs/GaAs. Уменьшение мощности накачки до 2 мВт позволяет уменьшить общую интенсивность излучения, но сохраняет соотношение и положение пиков, что подтверждает вклад в спектр ФЛ основных излучательных переходов от обеих квантовых ям.

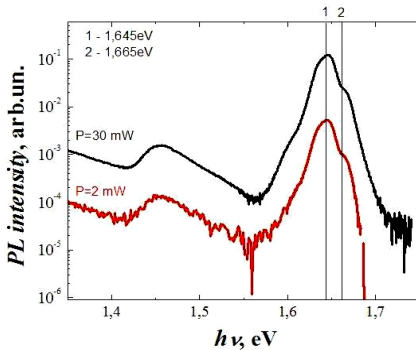


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции лазерной гетероструктуры, измеренные при разных уровнях оптической накачки при $T=77$ К.

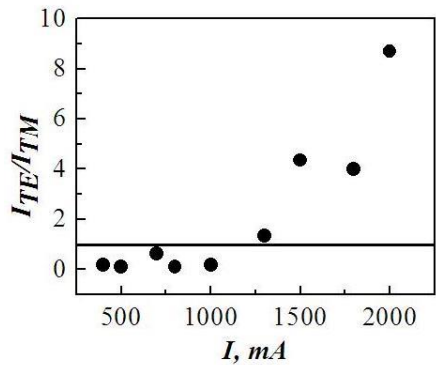


Рис. 2. Зависимость соотношения интенсивностей TE и TM- мод лазерного излучения от величины тока накачки. Линией отмечен уровень $I_{TE}/I_{TM}=1$.

Установлено, что излучение AlInGaAs упруго-сжатой КЯ характеризуется TE-поляризацией, тогда как излучение GaAsP растянутой КЯ TM-поляризовано. Различие в длинах волн генерации TE- и TM- мод составило 1 нм.

При низких значениях тока доминирует TM-компонента поляризации (рис. 2), т.е. значение I_{TE}/I_{TM} меньше единицы (уровень $I_{TE}/I_{TM}=1$, отмечен линией на графике). Наименьшее зарегистрированное значение I_{TE}/I_{TM} составило 0.11, иными словами, интенсивность TM- компоненты излучения примерно на порядок выше интенсивности TE-моды. При величине рабочего тока выше 1000 мА происходит перераспределение интенсивностей, и значение I_{TE}/I_{TM} становится больше единицы (начинает преобладать TE-компонента лазерного излучения).

При максимальном значении тока (2000 мА) интенсивность TE-компоненты излучения почти на порядок величины выше, чем интенсивность TM-компоненты. Таким образом, изменяя величину тока накачки, можно управлять величиной вклада в общую интенсивность излучения лазера отдельной линейно-поляризованной моды.

Отметим, что линии лазерной генерации двух ортогонально-поляризованных компонент излучения имеют максимально близкие длины волн: 817 нм для ТМ- и 818 нм для ТЕ-поляризованного излучения, соответственно. Этот факт говорит о наличии минимального энергетического интервала между уровнями размерного квантования «легких и тяжелых» дырок в валентной зоне активной среды лазера. Следовательно, вероятность излучательного перехода «свободный электрон-ЛН1» для растянутой квантовой ямы (GaAsP/GaAs) сопоставима с вероятностью излучательного перехода «свободный электрон-НН1» для сжатой КЯ (AlInGaAs/GaAs). Данное обстоятельство обуславливает «переключение» между компонентами линейной поляризации при изменении величины тока накачки.

Таким образом, в работе показана возможность управления линейной поляризацией излучения полупроводникового лазера посредством формирования специализированных лазерных структур, имеющих определенные конструкционные особенности. Управление линейной поляризацией света (переключение между ТМ- и ТЕ-модами лазерного излучения) осуществляется величиной тока накачки лазерного диода, содержащего в активной области две квантовые ямы, подверженные деформациям растяжения и сжатия.

Авторы выражают благодарность помощь в подготовке эксперимента Бирюкову А.А и Карзановой М.В.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики №СП-1302.2019.3.

- [1] Bogdanov E.V., Kissel H., Kolokolov K.I. et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2016. Vol. 31, № 3. P. 035008. DOI:10.1088/0268-1242/31/3/035008
- [2] Bogdanov E.V., Kolokolov K.I., Melnikova N.V. et al. // *IOP Conf. Series: Journal of Physics.* 2017. Vol. 950, № 4. P. 042047. DOI:10.1088/1742-6596/950/4/042047
- [3] Sun D., Bour D. P., Beernink K.J. et al. // *SPIE.* 1996. Vol. 2682. P. 108. DOI:10.1117/12.237646
- [4] Алешкин В.Я., Дубинов. А.А. // *Квантовая электроника.* 2009. Vol. 39. P. 8.
- [5] de Souza P., Danilov I., Boudinov H. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68, № 4. P. 535. DOI: 10.1063/1.116391

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИДНЫХ И ТЕЛЛУРИТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Ho^{3+}

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Уникальные оптические свойства ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) находят применение в широком спектре современных технологий. Материалы, легированные ионами РЗЭ, используются в устройствах генерации, передачи и управления оптическими сигналами. На их основе делают лазеры, волоконно-оптические усилители, биомедицинские волоконно-оптические датчики и т.д. Однако в последнее время интерес к таким материалам обусловлен попыткой создания визуализаторов излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов (см., например, [1-3]). Они могут пригодиться при юстировке лазера, когда необходимо отследить ход луча.

Визуализаторы превращают не фиксируемое глазом ИК-излучение, падающее на рабочую поверхность, в видимое за счёт явления антистоксовой люминесценции (фотолюминесценция, длина волны которой меньше длины волны возбуждающего света).

Благодаря трудам Бломбергена [4], Овсянкина, Феофилова [5] и Озеля [6], в настоящее время установлено, что наибольшую вероятность возникновения антистоксовой люминесценции имеют два процесса. Это – последовательное (или по-другому ступенчатое) поглощение фотонов возбуждающего излучения и обмен энергией между ионами. Преобладание того или другого процесса можно определить из кинетики послесвечения – изменения интенсивности люминесценции ионов РЗЭ после окончания действия импульса возбуждающего излучения.

В данной работе исследовалась антистоксовая люминесценция образцов, содержащих ионы Ho^{3+} , а именно: фторидных стекол ZBLAN, легированных ионами Ho^{3+} , Ho^{3+} и Yb^{3+} , и теллуритного стекла $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2$, легированного ионами Ho^{3+} и Yb^{3+} .

Описание эксперимента

Для обнаружения антистоксовой люминесценции исследуемые образцы фторидных и теллуритных стекол по очереди крепились на держателе. Накачка осуществлялась полупроводниковым лазером, работающим в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 975 нм с пиковой мощностью до 0,8 Вт, длительность импульсов генерации 3 мс, период следования импульсов 9 мс).

Измерение спектров люминесценции образцов осуществлялось с помощью автоматизированного монохроматора МДР-2. За его выходной щелью размещался фотумножитель ФЭУ-79 (область спектральной чувствительности 300-830 нм, нагрузка ФЭУ 27 кОм), с которого сигнал поступал на вход селективного нановольтметра Unipan 237 (частота 111 Гц). Далее он поступал на АЦП, а затем на компьютер. Обработка результатов проводилась в программной среде LabVIEW.

При измерении времени затухания люминесценции использовался осциллограф Tektronix TDS 2024.

Результаты и обсуждение

Для образцов стекла состава ZBLAN:1%Ho³⁺, ZBLAN:1%Ho³⁺+3%Yb³⁺, TeO₂-PbF₂:1%Ho³⁺+0,5%Yb³⁺ были получены спектры люминесценции. В них наблюдались полосы в диапазонах длин волн 525-560 нм (рис. 1) и 620-680 нм (рис. 2). Наибольшую интенсивность имели линии на длине волны 540 нм, соответствующие переходам ионов Ho³⁺ $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$. А линии в области длины волны 650 нм соответствовали переходам ионов Ho³⁺ $^5F_5 \rightarrow ^5I_8$, $^3K_8 \rightarrow ^5I_7$, $^5F_2 \rightarrow ^5I_7$ и $^5F_3 \rightarrow ^5I_7$.

I, о.е.

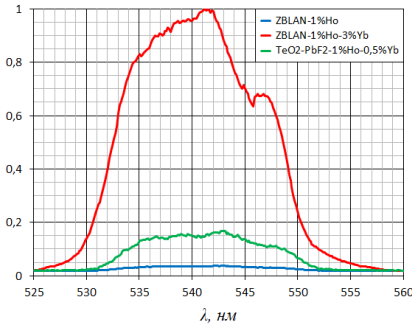


Рис. 1

I, о.е.

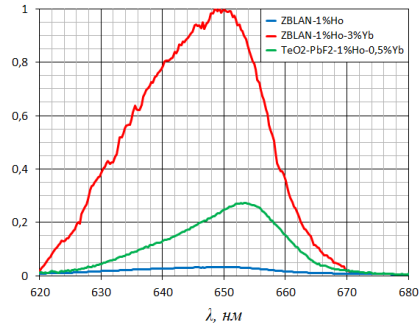


Рис. 2

Стоит отметить, что во время эксперимента стекла, содержащие ионы Yb³⁺, светились зелёным цветом. Наиболее ярким был образец ZBLAN:Ho³⁺/Yb³⁺. А вот стекло состава ZBLAN:Ho³⁺ практически не светилось.

Эти наблюдения полностью согласуются с полученными спектрами, из которых видно, что интенсивность люминесценции образца ZBLAN:Ho³⁺ намного меньше интенсивностей люминесценции образцов ZBLAN:Ho³⁺/Yb³⁺ и TeO₂-PbF₂:Ho³⁺/Yb³⁺.

Такое соотношение можно объяснить тем, что возникновение антистоксовой люминесценции образца ZBLAN:Ho³⁺ обусловлено последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения. Первая ступень могла соответствовать переходам ионов Ho³⁺ $^5I_8 \rightarrow ^5I_6$ или $^5I_8 \rightarrow ^5I_5$ (см. рис. 3), которые являлись нерезонансными, так как их энергия не совпадала с энергией кванта лазерного излучения $E_L \approx 10250 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 975 \text{ нм}$). Переходы в этой полосе происходили с участием фононов.

Добавление ионов Yb³⁺ приводило к возникновению резонансного перехода $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ (см. рис. 4). Как известно, вероятность резонансного перехода выше вероятности нерезонансного. Поэтому можно предположить, что возникновение антистоксовой люминесценции образцов ZBLAN:Ho³⁺/Yb³⁺ и TeO₂-PbF₂:Ho³⁺/Yb³⁺ обусловлено обменом энергией между ионами, где в качестве доноров выступают ионы Yb³⁺. В этом случае возбуждение ионов Ho³⁺ будет происходить в результате переноса энергии от ионов Yb³⁺, находящихся в состоянии $^2F_{5/2}$ (переходы $(^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}) - (^5I_8 \rightarrow ^5I_6)$ или $(^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}) - (^5I_8 \rightarrow ^5I_5)$). Дальнейшее заселение уровней ионов Ho³⁺ $^5S_2, ^5F_4$ или $^5F_3, ^5F_2, ^3K_8$ может происходить путём передачи энергии от ионов Yb³⁺, находящихся в состоянии $^2F_{5/2}$, к возбуждённым состояниям ионов Ho³⁺.

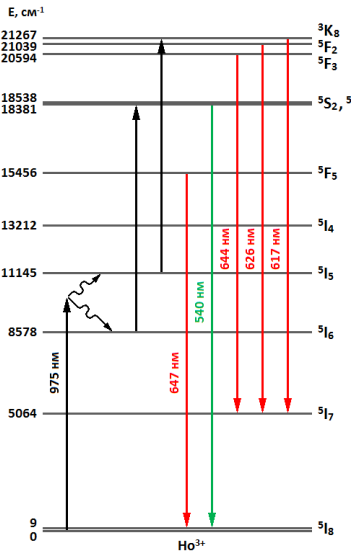


Рис. 3

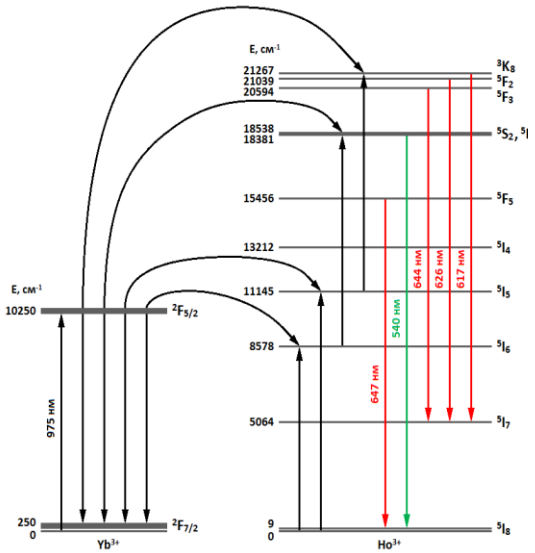


Рис. 4

Как уже говорилось выше, преобладание одного из двух основных процессов возникновения антистоксовой люминесценции можно определить из кинетики послесвечения. В случае последовательного поглощения фотонов сразу после окончания импульса возбуждения начинается затухание антистоксовой люминесценции. Время затухания $\tau_{a.c.}$ сравнимо с временем жизни иона редкоземельного элемента на верхнем уровне излучательного перехода $\tau_{в.у.}$. А в случае обмена энергией между ионами интенсивность люминесценции может продолжать увеличиваться после прекращения возбуждения. Этот процесс называется разгоранием люминесценции. Время последующего затухания послесвечения превышает время жизни верхнего уровня излучательного перехода $\tau_{a.c.} > \tau_{в.у.}$.

Изменение кинетики объясняется тем, что заселение верхнего уровня происходит за счёт взаимодействия ионов, находящихся в нижерасположенных возбуждённых состояниях, времена жизни которых, больше времени жизни верхнего уровня антистоксовой люминесценции.

При помощи теории Джадда-Офельта [7] были рассчитаны времена жизни ионов Ho^{3+} на уровнях 5F_5 , 5S_2 , 5F_4 и 5F_3 в теллуридном стекле $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2\text{:}1\%\text{Ho}^{3+}\text{+}0,5\%\text{Yb}^{3+}$. Результаты приведены в таблице.

Также для данного образца были получены временные зависимости затухания люминесценции. На рис. 5 представлена осциллограмма, соответствующая зелёной полосе (540 нм). Для неё постоянная времени затухания при-

Табл.

Уровень	$\tau_{в.у.}$, мкс
5F_5	169
5S_2	158
5F_4	92
5F_3	93

мерно равнялась $\tau_{ac} \approx 220$ мкс. А на рис. 6 приведена осциллограмма для красной полосы люминесценции (650 нм). Она затухала с постоянной $\tau_{ac} \approx 290$ мкс.

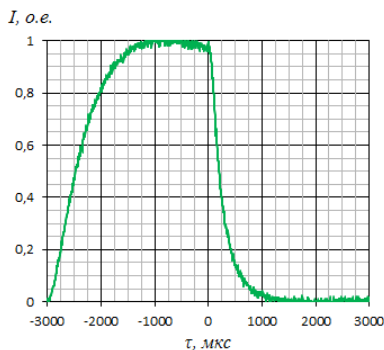


Рис. 5

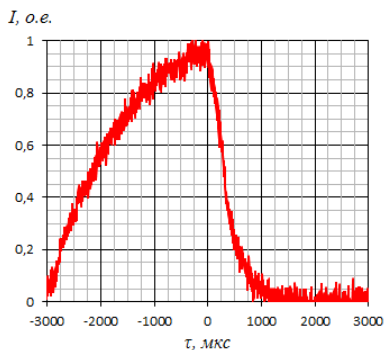


Рис. 6

Из получившихся результатов видно, что времена затухания антистоксовой люминесценции превышают времена жизни верхних уровней излучательных переходов. Это подтверждает предположение о том, что заселение уровней 5F_5 , 5S_2 , 5F_4 и 5F_3 осуществляется, главным образом, за счёт обмена энергией между ионами.

Заключение

Проведено исследование антистоксовой люминесценции фторидных и теллуридных стёкол, легированных ионами Ho^{3+} . В результате было установлено, что для образца ZBLAN:Ho^{3+} она обусловлена последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения, а для образцов $\text{ZBLAN:Ho}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ и $\text{TeO}_2\text{-PbF}_2\text{:Ho}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ — обменом энергией между ионами, где в качестве доноров выступали ионы Yb^{3+} .

- [1] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, № 21 С. 47.
- [2] Huang F., Cheng J., Liu X., Hu L. and Chen D. // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 17. P. 20924.
- [3] Chen G.X., Zhang Q.Y., Yang. G.F., Jiang Z.H. // J. Fluoresc. 2007. Vol. 17, № 3. P. 301.
- [4] Bloembergen N. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2, № 3. P. 84.
- [5] Овсянкин В.В., Феофилов П.П. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 11. С. 471.
- [6] Озель Ф.У. // ТИИЭР. 1973. Т. 61, № 6. С. 87.
- [7] Walsh B.M. // Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing. 2006. P. 403.

НЕЛИНЕЙНОСТЬ РЕЛАКСАЦИИ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СВОЙСТВА РАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение и цель работы

Ранее автором в работах [1],[2] и [3] предлагались следующие уравнения, описывающие спонтанную релаксацию двухуровневой системы в рамках полуклассического подхода:

$$\begin{cases} \frac{dC_1}{dt} = \gamma |C_2|^2 C_1, \\ \frac{dC_2}{dt} = -\gamma |C_1|^2 C_2. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь C_1 и C_2 – комплексные амплитуды. При этом предполагается, что решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде:

$$\Psi(r, t) = C_1 e^{-it \frac{E_1}{\hbar}} \psi_1(r) + C_2 e^{-it \frac{E_2}{\hbar}} \psi_2(r). \quad (2)$$

Параметр γ равен половине коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения. Важен также учет условия нормировки

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1. \quad (3)$$

Уравнения (1) имеют следующее решение (при учете условия нормировки):

$$\begin{aligned} C_1 &= e^{i\varphi_1} \frac{\sqrt{B} e^{\gamma t}}{\sqrt{1 + e^{2\gamma t}}}, \\ C_2 &= e^{i\varphi_2} \frac{1}{\sqrt{1 + e^{2\gamma t}}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Величины B , φ_1 и φ_2 – произвольные константы.

Если на такую двухуровневую систему действует переменное электрическое поле (на резонансной частоте $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$)

$$\mathbf{E}(t) = \frac{\mathbf{E}_0}{2} (e^{i(\omega_{21}t + \varphi_0)} + e^{-i(\omega_{21}t + \varphi_0)}), \quad (5)$$

уравнения приобретают следующий вид (в дипольном приближении):

$$\begin{cases} \frac{dC_1}{dt} = -\frac{e\mathbf{r}_{12}\mathbf{E}_0}{2i\hbar} e^{i\varphi_0} C_2 + \gamma |C_2|^2 C_1, \\ \frac{dC_2}{dt} = -\frac{e\mathbf{r}_{21}\mathbf{E}_0}{2i\hbar} e^{-i\varphi_0} C_1 - \gamma |C_1|^2 C_2. \end{cases} \quad (6)$$

Целью работы является переход от уравнений (6) для комплексных амплитуд к уравнениям для квадратичных величин (именно через такие величины выражается матрица плотности) и исследование вопроса: как введение нелинейной релаксации

повлияет на вид выражения для спектральной плотности энергии равновесного излучения.

Методика и результаты

Приведем сразу уравнения для квадратичных величин (в случае, когда начальная фаза электрического поля φ_0 равна нулю, и матричные элементы радиус-вектора $\mathbf{r}$ с индексами «12» и «21» действительны и равны между собой):

$$\begin{cases} \frac{d|C_1|^2}{dt} = \frac{e\mathbf{r}_{21}\mathbf{E}_0}{\hbar} \text{Im}(C_2^* C_1) + 2\gamma|C_2|^2|C_1|^2, \\ \frac{d|C_2|^2}{dt} = \frac{e\mathbf{r}_{21}\mathbf{E}_0}{\hbar} \text{Im}(C_1^* C_2) - 2\gamma|C_1|^2|C_2|^2, \\ \frac{d(C_1^* C_2)}{dt} = \frac{e\mathbf{r}_{21}\mathbf{E}_0}{2i\hbar} (|C_2|^2 - |C_1|^2) + \gamma(C_1^* C_2)(|C_2|^2 - |C_1|^2). \end{cases} \quad (7)$$

В состоянии термодинамического равновесия усредненный по ансамблю двухуровневых систем квадрат модуля амплитуды нижнего уровня мы будем считать не зависящей от времени величиной. Из уравнений (7) видно, что вероятность спонтанного перехода с верхнего уровня в единицу времени пропорциональна не коэффициенту A_{21} (равному удвоенной величине γ), а произведению

$$A_{21}\langle|C_1|^2\rangle = 2\gamma\langle|C_1|^2\rangle.$$

И коэффициент Эйнштейна A_{21} при выводе аналога формулы Планка с помощью теории двухуровневых систем (по методу Эйнштейна) может быть заменен на эту же величину. Результатом такой замены при стандартном выводе формулы для равновесной спектральной плотности энергии излучения будет следующее выражение:

$$\rho(\omega_{21}) = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{\langle|C_1|^2\rangle}{\exp \frac{\hbar\omega_{21}}{kT} - 1}. \quad (8)$$

В случае, если

$$\langle|C_1|^2\rangle = 1,$$

мы имеем обычную формулу Планка.

Если предположить, что нижний уровень должен быть либо заполненным, либо пустым (модуль амплитуды C_1 в этих случаях равен 1 или 0), тогда усредненный по ансамблю двухуровневых систем квадрат модуля амплитуды нижнего уровня можно считать относительной населенностью нижнего уровня n_1 (ее значения лежат в интервале от 0 до 1), то есть отношением числа систем с заполненным нижним уровнем к общему количеству систем в рассматриваемом ансамбле. Тогда

$$\rho(\omega_{21}) = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{n_1}{\exp \frac{\hbar\omega_{21}}{kT} - 1}. \quad (9)$$

Если допустить, что мы имеем дело с множеством не одинаковых, а разных двух-уровневых систем (которые имеют разные частоты перехода), тогда естественно предположить, что величина n_l может зависеть от частоты. В случае дискретного спектра частот $n_l(\omega)$ – относительная населенность систем определенного сорта (с определенной частотой перехода).

Отметим, что получившаяся формула (9) не входит в противоречие с термодинамикой, так как в теории радиационного теплообмена (см., например, [4]) используется такая величина, как спектральная степень черноты реального тела $\varepsilon(\omega)$ (она изменяется от 0 до 1). Спектральная испускательная способность реального тела $E(\omega)$ и спектральная испускательная способность абсолютно черного тела $E_{Pl}(\omega)$ (пропорциональные соответствующим равновесным спектральным плотностям энергии) связаны соотношением

$$E(\omega) = \varepsilon(\omega)E_{Pl}(\omega).$$

Получается, что величине $n_l(\omega)$ вполне можно поставить в соответствие спектральную степень черноты реального тела. Если $n_l(\omega)$ меньше единицы и не зависит от частоты, ей можно поставить в соответствие степень черноты «серого тела».

Выводы

Введение нелинейной релаксации в уравнения для комплексных амплитуд двух-уровневой системы приводит к формуле, которая может непротиворечиво описать термодинамическое равновесие электромагнитного излучения и реальных тел.

- [1] Kitaev A. E. // Book of abstracts of International Conference “Shilnikov Workshop-2014” Nizhny Novgorod, 2014. P. 18.
- [2] Китаев А.Е. // Труды XX Научной конференции по радиофизике. – Н.Новгород: ННГУ, 2016. С. 48.
- [3] Китаев А.Е. // Труды XXI Научной конференции по радиофизике. – Н.Новгород: ННГУ, 2017.
- [4] Бухмиров В.В. Тепломассообмен. – Иваново: «Ивановский гос. энерг. ун-т» 2014.
- [5] Файн В.М. Квантовая радиофизика Т.1 Фотоны и нелинейные среды. – М.: «Советское радио», 1972.
- [6] Борн М. Атомная физика. – М.: «Мир», 1970.

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ Er:YAG ЛАЗЕР С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

С.В. Курашкин^{1,2)}, О.Н. Еремейкин¹⁾, Е.Е. Рысева¹⁾, А.П. Савикин³⁾

¹⁾ ООО «МелСиТек»

²⁾ ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятовых

³⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время в абляционной медицине и косметологии наиболее широко используются два вида лазеров – лазер на двуокиси углерода (CO₂ лазер) и лазер на иттрий-алюминиевом гранате, легированном эрбием (Er:YAG лазер). Главное их отличие при воздействии на биологические ткани связано с длиной волны генерируемого излучения. Так, CO₂ лазерные системы работают на длине волны 10.6 мкм, в то время как Er:YAG лазеры на 2.94 мкм. При этом коэффициент поглощения энергии излучения с длиной волны 2.94 мкм хромофором (молекулой воды) составляет около 12000 см⁻¹, что в 12-15 раз выше, чем соответствующий коэффициент для излучения CO₂ лазера. Это приводит к существенной разнице в термомеханическом воздействии на облучаемые ткани. В большинстве случаев глубина проникновения излучения Er:YAG лазера в кожу не превышает 5 мкм, при этом малая область коагуляции и теплового воздействия позволяет проводить лазерные процедуры без анестезии и дополнительного охлаждения кожи. Указанные особенности Er:YAG лазера позволяют значительно уменьшить срок реабилитации после проведения лазерных процедур по лечению или коррекции дефектов кожи.

Представленные на рынке модели Er:YAG лазеров для медицинских и косметологических применений в большинстве своем используют накачку с помощью газоразрядных ламп, имеющих низкую стабильность работы и относительно короткий срок службы. Накачка активной среды с помощью лазерных диодов лишена указанных недостатков и, кроме того, обладает высокой энергетической эффективностью, однако импульсная мощность существующих Er:YAG лазеров с диодной накачкой на сегодняшний день не превышает 1 кВт, а энергия – 300 мДж [1]. В связи с вышесказанным разработка диодонакачиваемого Er:YAG лазера с высокой импульсной мощностью и энергией представляется актуальной задачей.

Целью работы являлось создание высокоэффективного стабильного лазерного источника на кристалле Er:YAG с диодной накачкой, а также исследование режимов его работы.

Er:YAG лазер с поперечной диодной накачкой

На рис. 1 представлена схема экспериментального стенда Er:YAG лазера с поперечной диодной накачкой. Активный элемент Er:YAG (Er³⁺ ~ 50 ат.%) изготовленный в виде стержня длиной 100 мм и диаметром 6 мм, помещался в квантрон с девятисторонней поперечной лазерной накачкой. Квантрон, разработанный в ООО «МелСиТек», обладал мощностью накачки до 18 кВт в импульсном режиме с длительностями от 100 мкс до 2 мс при частоте следования импульсов до 10 Гц. Для накачки использовались лазерные чипы с длиной волны генерации 972±2 нм, при этом коэффициент

поглощения излучения накачки активной средой составлял около 5 см^{-1} . Стержень Er:YAG и чипы накачки охлаждались с помощью системы водяного охлаждения на основе высокопроизводительного chillера. Управление режимом работы квантрона (форма импульса тока, его амплитуда и длительность, частота повторения) осуществлялось с помощью программного обеспечения LabVIEW и платы NI USB-6211, посредством которых формировался управляющий сигнал для драйвера питания лазерных диодов.

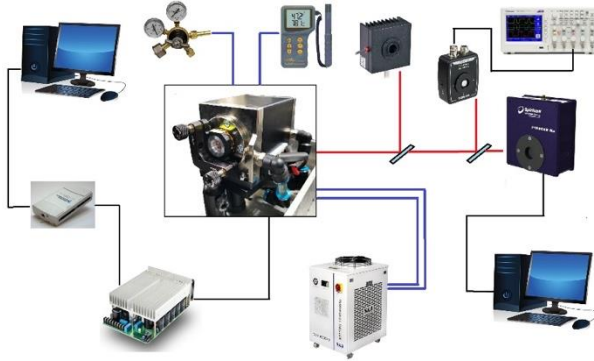


Рис. 1

Плоскопараллельный резонатор лазера длиной 12 см был образован глухим и выходным диэлектрическими зеркалами на сапфировой подложке. Элементы резонатора и квантрон были помещены в герметичный короб, через который осуществлялась прокачка системы азотом для предотвращения влияния атмосферной влаги на генерационные характеристики лазера. Контроль выходного излучения осуществлялся с помощью калориметрического измерителя мощности и энергии Thorlabs S314C и фотодетектора Thorlabs PDA20H. Качество пучка оценивалось с помощью пирозлектрической камеры Pyrocam III.

Для предотвращения возможных пульсаций при развитии лазерной генерации, импульс накачки обладал сложной формой, обеспечивающей «подогрев» активной среды. Осциллограммы импульсов накачки и генерации представлены на рис. 2.



Рис. 2

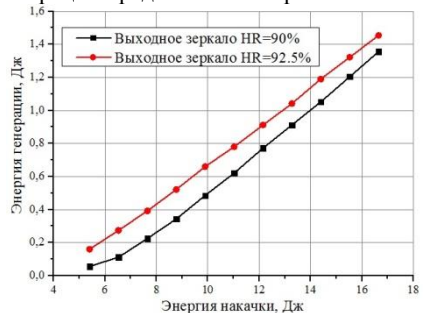


Рис. 3

Экспериментальная зависимость выходной энергии лазерной генерации от энергии накачки при частоте следования импульсов 5 Гц представлена на рис. 3. Максимальная энергия генерации составила около 1.45 Дж при полной энергии накачки около 16.5 Дж, что соответствует дифференциальной эффективности по полной энергии накачки 11.6%. С учетом потерь на транспортировку излучения накачки эффективность по поглощенной энергии близка к 15%. При этом длительность импульса составляла около 1 мс, а длительность импульса генерации 650 мкс. Спектр генерации представлял собой узкую ($\text{FWHM} < 0.8$ нм) линию с центром на длине волны 2936 нм.

На рис. 4 представлены картины распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка при различных мощностях (энергиях) накачки, полученные с помощью пирозлектрической камеры при переносе изображения с выходного зеркала резонатора.

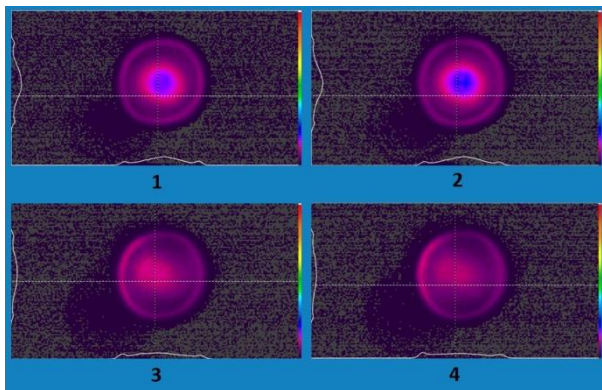


Рис. 4

Из рис. 4 видно, что при возрастании мощности накачки (от кадра 1 к кадру 4) уменьшается неоднородность распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка. При токах выше 150 А пучок принимает форму близкую к flat-top. Подобное поведение объясняется тем, что в плоскопараллельном резонаторе при малых уровнях накачки реализуется близкий к одномодовому режим работы, который, затем с увеличением накачки переходит в многомодовый с характерным для него распределением интенсивности. В ходе дальнейшей работы будет проведена оптимизация геометрии резонатора с целью получения равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка при низких значениях мощности накачки.

Полученные в результате работы результаты будут использованы ООО «МеЛСи-Тек» при проектировании медицинских лазерных приборов на основе кристаллов Er:YAG с поперечной диодной накачкой.

- [1] Messner M., Heinrich A., Hagen C., Unterrainer K. // High brightness diode pumped Er:YAG laser system at 2.94 μm with nearly 1kW peak power. Solid State Lasers XXV: Technology and Devices. 2016.

АКТИВНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ZNS:CR

С.В. Курашкин¹⁾, О.В. Мартынова²⁾, Д.В. Савин¹⁾, В.Б. Иконников¹⁾,
Е.М. Гавришук¹⁾, А.П. Савикин²⁾

¹⁾ ИХВВ РАН им. Г.Г. Деятовых

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Использование сульфида цинка в лазерной технике связано в первую очередь с применением его кристаллической модификация с кубической симметрией – сфалерита. Это обусловлено тем, что фаза сфалерита образуется при более низких температурах, обладает большей механической прочностью, изотропностью оптических свойств. Кроме того, известно, что пропускающая способность двухфазных поликристаллов сульфида цинка ограничена значительными потерями на рассеяние излучения на межфазных границах, обусловленных различным значением показателей преломления кубической и гексагональной модификаций, а также наличием микропор [1].

Несмотря на то, что изготовление монокристаллического активного элемента ZnS:Cr с гексагональной симметрией высокого оптического качества является сложной технологической задачей, применение такого АЭ в лазерных системах среднего ИК-диапазона открывает ряд новых возможностей. В лазерной технике широкое распространение получили внутриврезонаторные интерференционно-поляризационные фильтры (ИПФ) брюстеровского типа, предназначенные для селекции, стабилизации и перестройки частоты генерации лазерного излучения [2]. В таких фильтрах перестройка полосы пропускания осуществляется поворотом двулучепреломляющих кристаллических пластин, установленных под углом Брюстера к падающему излучению, вокруг нормали к их поверхностям. Таким образом, если анизотропный АЭ ZnS:Cr установить в оптическом резонаторе под углом Брюстера, так, чтобы плоскость главного сечения кристалла составляла угол 45 градусов с плоскостью поляризации излучения накачки, тогда АЭ будет выполнять функцию простейшего интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ) или фильтра Вуда.

В данной работе описывается методика получения анизотропного ZnS:Cr высокого оптического качества, а также показана широкополосная перестройка спектра генерации ZnS:Cr лазера без использования дополнительных дисперсионных элементов в резонаторе.

Методика получения анизотропного ZnS:Cr

Процесс изготовления анизотропного сульфида цинка, активированного ионами двухвалентного хрома, описывается следующим алгоритмом действий. В качестве материала для заготовки использовалась поликристаллическая пластина сульфида цинка, полученная методом химического газозофазного осаждения (CVD) по реакции паров цинка с сероводородом. Затем из пластины CVD-ZnS вырезался образец в форме диска (диаметром 25 мм и толщиной 2.2 мм) и полировался. На плоские поверхности диска методом электронно-лучевого испарения наносилась пленка металлического хрома толщиной около 1 мкм. Далее образец подвергался высокотемпературной

газостатической обработке (HIP) в течение 150 часов в атмосфере аргона при давлении 100 МПа и температуре около 1250°C. В процессе HIP-обработки значительно увеличивается прозрачность материала в результате снижения потерь на рассеяние и активно протекают процессы твердофазной рекристаллизации, приводящие к росту зерен. При этом становится возможно получение отдельных монокристаллов высокого кристаллического совершенства размером до нескольких кубических сантиметров [3]. При данной температуре и длительности обработки исходная кристаллическая модификация – сфалерит, практически полностью перешла в вюрцит, обладающий гексагональной структурой и выраженной оптической анизотропией. После HIP-обработки образец ZnS:Cr полировали алмазным порошком до получения требуемой концентрации ионов Cr^{2+} , содержание которых контролировали по полосе поглощения Cr^{2+} в ZnS на ~ 1.7 мкм с помощью FTIR спектрометра (Bruker Tenzor-27 FT-IR).

Интерференционная окраска образца, полученная с помощью полярископа-поляриметра ПКС-250М представлена на рис. 1.

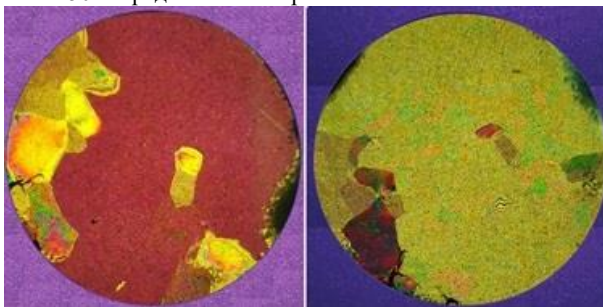


Рис. 1

Активный ИПФ на основе ZnS:Cr

Кристалл ZnS:Cr закреплялся в специальной кинематической оправе, позволяющей осуществлять вращение вокруг нормали к его поверхности, и устанавливался под углом Брюстера внутри плоскопараллельного оптического резонатора. Резонатор общей длиной 25 мм был образован дихроичным зеркалом с коэффициентом отражения 99.5% для длин волн 2.2 – 2.6 мкм и пропусканием более 90% на длине волны 1.94 мкм, и выходным клиновидным зеркалом с коэффициентом отражения в диапазоне длин волн генерации около 80%. Клиновидность выходного зеркала препятствовала образованию паразитной интерференции Фабри-Перо, присутствующей в случае использования плоскопараллельного зеркала. В качестве лазера накачки использовался импульсно-периодический YAP:Tm³⁺ лазер с линейной поляризацией излучения, соответствующей брюстеровской геометрии резонатора. И длиной волны генерируемого излучения 1.94 мкм. Длительность импульсов накачки составляла около 400 нс при частоте следования 3 кГц. Излучение лазера накачки фокусировалось на поверхности АЭ в пятно диаметром 600 мкм. При этом плоскость главного сечения кристалла составляла угол 45° с плоскостью поляризации излучения накачки.

В результате вращения АЭ была осуществлена перестройка спектра генерации лазера в диапазоне (соответствующем максимумам спектральной полосы) от 2350 до

2520 нм. Полуширина спектра во всем диапазоне перестройки составляла около 30 нм. При этом мощность генерации слабо изменялась при вращении АЭ в диапазоне углов от -14 до 14 градусов относительно первоначального положения. За пределами указанного диапазона углов нарушалась непрерывность перестройки спектрального максимума и происходило падение выходной мощности. Полученные перестроечные зависимости представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, средняя скорость спектральной перестройки составляла 6 нм/град.

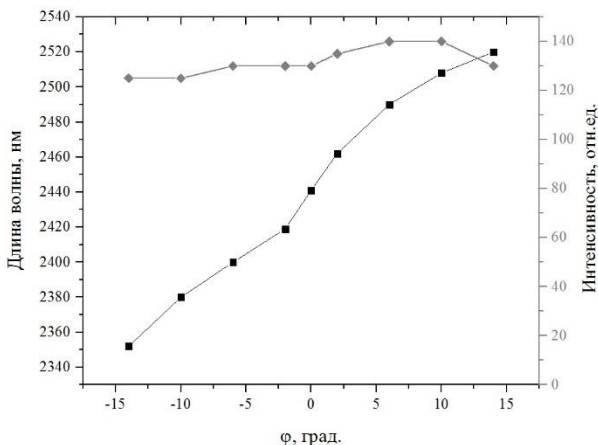


Рис. 2

Полученные в работе результаты показывают перспективность использования ZnS:Cr с гексагональной симметрией в качестве активного элемента и ИПФ ИК-лазерных систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-13-00205).

- [1] Bredikhin V.I., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Karaksina E.V., Ketkova L.A., Kuznetsov S.P., Mal'shakova O.A. // Inorg. Mater. 2009. Vol. 45, № 3. P. 235.
- [2] Sorokina I.T., Sorokin E., Mirov S., Fedorov V., Badikov V., Panyutin V., Schaffers K. I. // Opt. Lett. Vol. 2002. Vol. 27, № 12. P. 1040.
- [3] Gavrishuk E., Ikonnikov V., Kotereva T., Savin D., Rodin S., Mozhevitina E., Avetisov R., Zyкова M., Avetissov I., Firsov K., Kazantsev S., Kononov I., Yunin P. // J. Crystal Growth. 2017. Vol. 468. P. 655.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ ЛАЗЕР С ФИЛЬТРОМ ЛИО

О.В. Мартынова¹⁾, С.В. Курашкин²⁾, С.А. Родин²⁾, В.А. Шарков¹⁾,
А.П. Савикин²⁾, А.П. Зиновьев³⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИХВВ РАН им. Г.Г. Девярых

³⁾ ИПФ РАН

Введение

В последние годы значительное внимание уделяется разработке и усовершенствованию когерентных источников на основе халькогенидных сред (ZnSe , ZnS , CdSe и др.), легированных ионами переходными металлами (Cr^{2+} , Fe^{2+}) [1], так как данные материалы обладают сверхширокими полосами поглощения и люминесценции в диапазоне от 1.5 до 5 мкм. Поскольку в этом спектральном регионе находятся основные линии поглощения воды и углеводов, а также других органических и неорганических соединений важных для задач биологии и медицины [2], халькогенидные лазеры, могут быть использованы для дистанционного зондирования [3] и мониторинга газовых примесей и других спектроскопических задач [4], включая внутривибрационную лазерную спектроскопию (ВРЛС)[5].

Целью данной работы стало создание непрерывного лазерного источника на основе кристалла $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, который одновременно мог бы использоваться для нужд ВРЛС, работая в широкополосном режиме генерации, а также применяться для задач дистанционного зондирования, генерируя излучение с шириной спектра менее 1 нм. $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазер был выполнен на основе четырехзеркального резонатора, перестройка в котором осуществлялась при помощи двухэлементного фильтра Лео [6].

$\text{Cr}:\text{ZnSe}$ лазер с неоднородно-легированным активным элементом

В качестве активного элемента лазера использовался поликристалл $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, имевший форму параллелепипеда (3x10x17 мм). Для увеличения лучевой стойкости торцов кристалла к излучению накачки, а также для уменьшения тепловых искажений внутри элемента [7-8], образец ZnSe был неоднородно легирован диффузионным методом таким образом, чтобы максимальная концентрация Cr^{2+} достигалась в середине образца. На рисунке 1 показан внешний вид кристалла, где красным цветом условно обозначено распределение ионов Cr^{2+} .

Кристалл был закреплен в медный радиатор с воздушным охлаждением и температурным контролем. В качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый лазер (ЛМТ-30А-01 НТО ИРЭ-Полюс). Резонатор лазера был образован четырьмя зеркалами (рис. 2): плоским зеркалом (M_1), двумя сферическими зеркалами (M_2 и M_3 , с кривизной $R=100$ мм), между которыми размещался активный элемент, и выходным зеркалом (M_4). Расстояние между сферическими зеркалами было около 12 см, а длины плеч резонатора равнялись приблизительно 20 см. Углы излома оптической оси со-

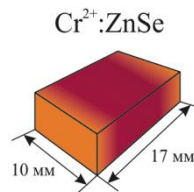


Рис. 1

ставляли приблизительно 25° . Накачка фокусировалась линзой $F=50$ мм и подавалась на активный элемент сквозь сферическое зеркало, так чтобы перетяжка располагалась приблизительно в середине кристалла. Минимальный радиус пятна накачки составлял ~ 100 мкм. Зеркала M_1 , M_2 и M_3 были изготовлены из кварцевого стекла и обладали коэффициентом отражения $\geq 98\%$ в диапазоне 2.2-2.8 мкм.

В качестве выходного зеркала M_4 использовались следующие элементы:

1. 8% зеркало из кварцевого стекла (рабочий диапазон 2.2-2.8 мкм);
2. 28% зеркало из поликристалла ZnSe (рабочий диапазон 2.5-3.0 мкм);
3. Плоскопараллельная германиевая пластинка толщиной ~ 3 мм;
4. Плоскопараллельная пластинка поликристалла ZnSe толщиной 5 мм.

С использованием всех вариантов выходных зеркал была достигнута устойчивая лазерная генерация. Зависимости выходной мощности $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазера от мощности накачки показаны на рисунке 3. Из графиков видно, что наименьшая выходная мощность была достигнута при использовании 8% зеркала, а максимальная мощность получена при использовании германиевой пластинки. Ширина спектра генерации на уровне 0,5 от максимума в этом режиме составляла порядка 50 нм.

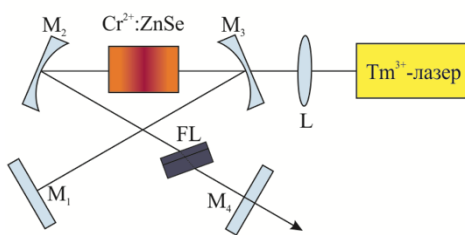


Рис. 2

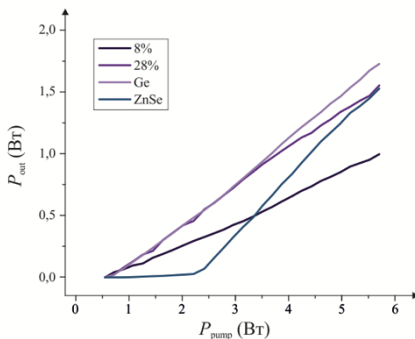


Рис. 3

Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио

Следующим этапом работы стало осуществление перестройки длины волны генерации лазера. Для этой цели в плечо резонатора под углом Брюстера был помещен двухкомпонентный фильтр Лио (FL), образованный двумя двулучепреломляющими плоскопараллельными пластинами кристаллического кварца толщиной 10 и 2.5 мм вырезанных параллельно оптические оси (рис. 2). В качестве выходного элемента использовалось зеркало с 8% коэффициентом пропускания. Спектральные характеристики лазера фиксировались при помощи автоматизированного монохроматора МДР-41 и фотодектора Hamamatsu G8423-05. Ширина щелей монохроматора составляла 20 мкм. Мощность накачки во время измерения составляла ~ 1.3 Вт.

Перестройка длины волны генерации лазера осуществлялась вручную путем вращения оправы с пластинками вокруг нормали к их граням. Перестроечные кривые показаны на рисунке 4, где фиолетовая линия соответствует длине волны генерации лазера в

зависимости от углового положения фильтра, а голубая линия отображает зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки. Общий диапазон перестройки длины волны лазерной генерации составил 165 нм (рис. 4). При этом ширина отдельного спектра на уровне 0.5 составляла 0,8 нм и сохранялась на всем диапазоне перестройки (рис. 5). Так как селекция при помощи фильтра Лию осуществляется только в случае, когда оптические оси элементов фильтра не совпадают с π и σ плоскостями его Брюстеровской поверхности, то при ориентации осей параллельно π или σ плоскости $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазер переходил в широкополосный режим генерации.

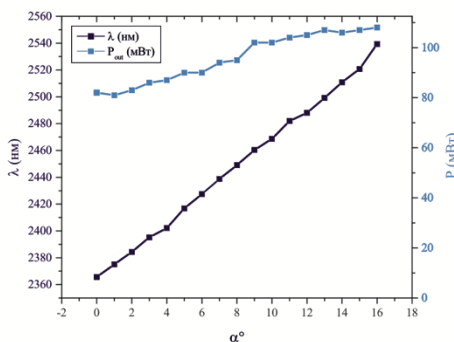


Рис. 4

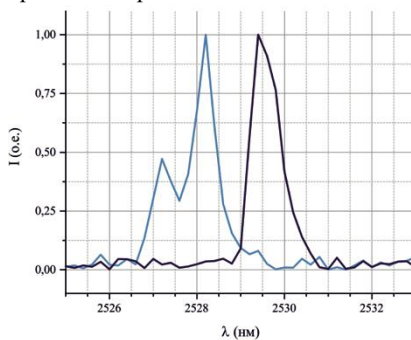


Рис. 5

- [1] Mirov S.B., Fedorov V.V., Martyshkin D.V., Moskalev I.S., Mirov M.S., Vasilyev S.V. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2015. Vol. 21, № 1. P. 1601719.
- [2] Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P. Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. – Croatia: INTECH, 2010, p. 674.
- [3] Willer U., Saraji M., Khorsandi A., Geiser P., Schade W. // Opt. Lasers Eng. 2006. Vol. 44, № 7. P. 699.
- [4] Gubin M.A., Kireev A.N., Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Pnev A.B., Podmar'kov Yu.P., Tyurikov D.A., Frolov M.P., Shelestov D.A., Shelkovnikov A.S. // Quantum Electron. 2012. Vol. 42, № 6. P. 509.
- [5] Picqué N., Gueye F., Guelachvili G., Sorokin E., Sorokina I.T. // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, № 24. P. 3410.
- [6] Bloom A.L. // J. Opt. Soc. Am. 1974. Vol. 64, № 4. P. 447.
- [7] Kurashkin S.V., Martynova O.V., Savin D.V., Gavrishchuk E.M., Rodin S.A., Savikin A.P. // Laser Phys. Lett. 2018. Vol. 15, № 2. P. 02500222.
- [8] Kurashkin S.V., Martynova O.V., Savin D.V., Gavrishchuk E.M., Balabanov S.S., Ikonnikov V.B., Sharkov V.V. // Laser Phys. Lett. 2019. Vol. 16, № 7. P. 075801.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧИСТОГО И ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Д.А. Нуждин¹⁾, А.П. Савикин¹⁾, С.В. Курашкин²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИХВВ РАН им. Г.Г. Девярых

Создание компактных мобильных лазерных источников ИК-излучения диапазона 2-5 мкм является актуальной задачей современной науки. Одним из способов накачки активных сред на ионах переходных металлов может быть создание инверсной населенности ионов Cr^{2+} и Fe^{2+} в халькогенидных матрицах с помощью ударной ионизации ионов активатора «горячими» носителями заряда. Так как халькогениды цинка являются широкозонными полупроводниками, то для обеспечения необходимой проводимости этих материалов их можно легировать донорными или акцепторными примесями, например, Al. Но применение кристаллов ZnSe, легированных переходными металлами, в электролюминесцентных структурах ограничено, поскольку информация об их электрооптических свойствах практически отсутствует [1, 2].

В связи с вышесказанным целью данной работы являлось исследование электрооптических свойств чистого и легированного алюминием с помощью диффузионного метода поликристаллического селенида цинка. Заготовки для образцов изготавливались из одной и той же части пластины CVD-ZnSe. Готовые образцы представляли собой полированные пластинки толщиной около 3 мм, на одну из сторон которых наносились индиевые контакты (а также контакты из сплава индий-галлий-олово). Расстояние между контактами составляло около 3 мм.

Спектры оптического пропускания исследуемых образцов представлены на рис. 1. Как видно из рисунка коротковолновая граница образца легированного алюминием сдвинута почти на 25 нм в сторону длинных волн. Данные спектры позволяют оценить ширину запрещенной зоны E_g селенида цинка в 2,61 эВ и положение донорного уровня E_D в ZnSe:Al как 2,51 эВ (при этом отсчет энергии проводился от потолка валентной зоны).

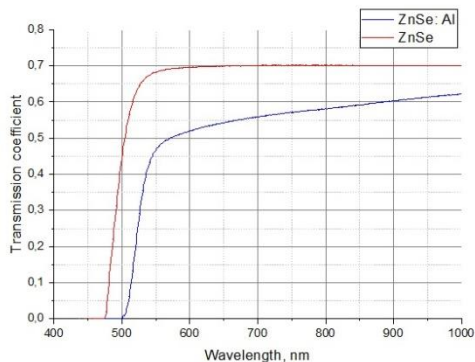


Рис. 1

Нами была собрана экспериментальная установка, позволяющая измерять спектры фотопроводимости в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм. Свет от источника немонахроматического излучения (галогеновая лампа) проходил через тракт монохроматора МДР-2 и фокусировался на исследуемом образце. Сам образец был помещен в металлический цилиндр, обеспечивающий надежную защиту от внешних электрических и оптических помех. Сигнал с образца поступал на вход синхронного детектора Stanford Research Systems SR830 DSP, а затем обрабатывался с помощью компьютера. На рис. 2 представлен спектр фотопроводимости образца ZnSe:Al.

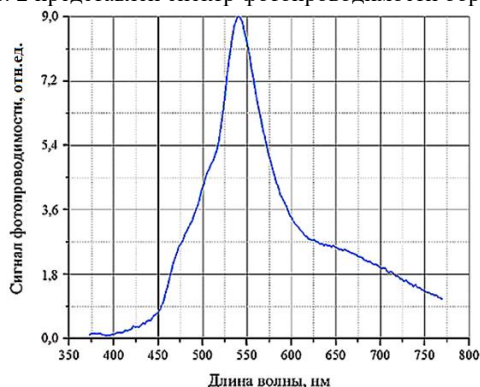


Рис. 2

На следующем этапе работы была получена фото- и электролюминесценция образца ZnSe:Al. Фотолюминесценция возбуждалась лазерным излучением с длиной волны 532 нм, а электролюминесценция была получена при приложении к образцу постоянного напряжения в диапазоне от 8 до 12 В. Важным результатом является тот факт, что спектры фото- и электролюминесценции были идентичны (рис. 3). В обоих случаях максимум интенсивности свечения приходился на длину волны 653 нм (оранжевый цвет). Стоит отметить, что в случае электролюминесценции, видимое глазом свечение происходило в приконтактной области образца.

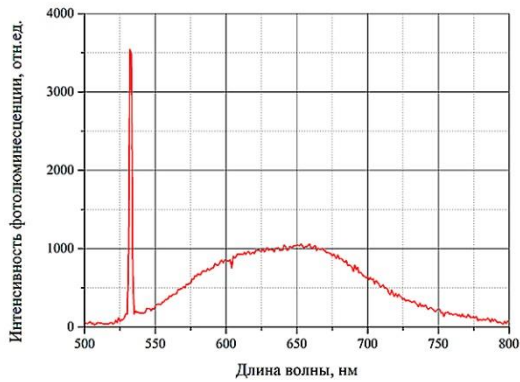


Рис. 3

Вольтамперная характеристика (ВАХ) образца ZnSe:Al с нанесенными контактами из сплава индий-галлий-олово была измерена с помощью специализированного мультиметра (рис. 4).

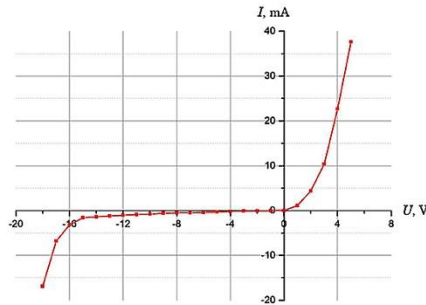


Рис. 4

Как видно из рисунка измеренная характеристика очень похожа на ВАХ полупроводникового диода. На основании этого мы предполагаем, что в приконтактной области образца ZnSe:Al образуется структура по типу р-п-перехода, которая и ответственна за свечение в видимом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-13-00205).

- [1] Ницук Ю.А., Ваксман Ю.Ф. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 6. С. 783.
- [2] Недеогло Д.Д., Симашкевич А.В. Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. – Кишинев: Штиинца, 1984, с. 17.

СТОХАСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СТРУКТУР

М.В. Вавилов, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы увеличивается интерес к явлениям, демонстрирующим наличие специфических особенностей в динамике нелинейных физических систем. В частности, активно исследуются бистабильные системы, работающие в условиях внешнего шумового воздействия [1, 2]. Проведенные исследования эффекта стохастического резонанса и резонансной активации в подобных радиоэлектронных системах показывают, что в отличие от большинства проявлений деструктивного воздействия шума на динамику нелинейных систем в ряде случаев, наоборот, шумовая аддитивная модуляция приводит к росту способности систем к синхронизации и регуляризации отклика на внешнее воздействие [1].

Модель стохастического резонанса и комплекса связанных с ним физических явлений в нелинейных системах базируется на решении стохастического уравнения для броуновского движения частиц с биквадратным двухямычным потенциалом. Решение данного уравнения приводит к вероятностному распределению времен жизни в каждом из двух состояний равновесия, зависящему от высоты потенциального барьера и мощности шумового ланжевеновского источника. При отсутствии регулярного воздействия на систему вероятность перехода через потенциальный барьер высоты ΔV , разделяющих два симметричных устойчивых состояния бистабильной системы, под действием шумового источника с мощностью $2D$ определяется соотношением Крамерса:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{V_0}{D}\right) \quad (1)$$

Исследования последних лет показывают, что качественно схожие стохастические эффекты могут наблюдаться и в оптических бистабильных излучающих системах (лазерах) [3, 4]. При этом нелинейность систем уже не может быть связана непосредственно с пространственным профилем электрического потенциала, и аналогом характерной нелинейности, способной привести к характерной стохастической динамики, становится спектральный профиль функции усиления. В свою очередь, бистабильный режим работы систем в данном варианте проявляется в наличии и конкурентном сосуществовании двух сравнимых по интенсивности излучающих мод. Такого рода излучатели, по сути, могут рассматриваться как разновидность оптических логических элементов и устройств на их основе. Поскольку в полупроводниковых лазерных излучателях всегда присутствует возможность прямой модуляции излучения по каналу питания, в том числе – и для шумовой компоненты, всегда присутствующей в электронных блоках питания лазеров, актуальность исследования возникающих в таких системах стохастических явлений значительно возрастает.

Для описания полупроводникового лазерного излучателя, работающего в двухмодовом режиме, можно использовать скоростную систему уравнений для амплитуд каждой из мод генерации и концентрации электронов N [5]:

$$\begin{cases} \dot{E}_+ = \frac{1}{2}((1 + i\alpha)g_+ - 1)E_+ + \sqrt{2D_{sp}N} \cdot \xi_+ \\ \dot{E}_- = \frac{1}{2}((1 + i\alpha)g_- - 1)E_- + \sqrt{2D_{sp}N} \cdot \xi_- \\ N = \gamma(J(t) - N - g_+|E_+|^2 - g_-|E_-|^2). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь E_+ и E_- – напряженности электрических полей мод на двух соседних частотах резонатора, $J(t)$ – ток накачки лазера, γ – скорость релаксации носителей, $\xi_{\pm}$ – шумовые факторы (белый гауссов шум с нулевым средним), D_{sp} – коэффициент спонтанного излучения, g_+ и g_- – соответствующие коэффициенты усиления мод.

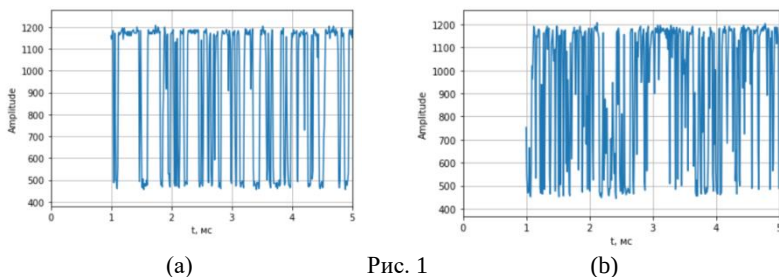
Основным параметром, отвечающим за специфичную динамику переключения мод, в данном случае является нелинейный коэффициент усиления активной среды (k_1 и k_2 – коэффициенты нелинейности):

$$g_{\pm} = \frac{g_0}{1 + k_1|E_{\pm}|^2 + k_2|E_{\mp}|^2}. \quad (3)$$

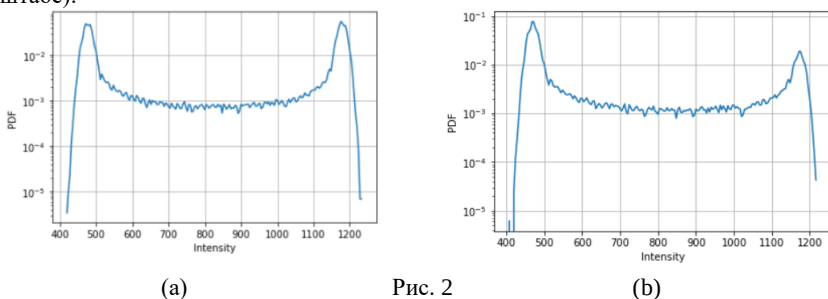
Таким образом, аналогом нелинейного потенциала, приводящего к стохастической динамике радиоэлектронных систем, в оптических излучателях можно считать спектральный профиль коэффициента усиления, обладающий нелинейностью или непосредственно из-за эффекта насыщения усиления для каждой из соседних генерирующих мод, как это видно из формулы (3), или сопутствующий неоднородному характеру спектрального распределения эффект выжигания спектральных провалов в окрестности рабочих мод.

В данной работе было проведено исследование стохастической динамики, наблюдаемой в излучении двухчастотного лазерного полупроводникового излучателя, и определены основные параметры, характеризующие режим переключения наблюдаемых мод. Серийные образцы полупроводниковых лазеров монтировались на теплоотводе с элементом Пельтье для контроля рабочей температуры излучателя. Питание лазеров осуществлялось от специализированных драйверов Newport 505B (точность установки рабочего тока накачки – 0,1 мА, шумовая низкочастотная компонента – RMS не более 0,4 мкА). Рабочая точка излучателей выбиралась таким образом, что в спектре наблюдались две сравнимые по интенсивности моды, мощность остальных мод при этом оставалась на минимальном уровне. После этого излучение отдельной моды выделялось с помощью монохроматора-спектрометра M266 Solar System и поступало после Si-фотодиода для регистрации на осциллограф и АЦП. В основе системы обработки сигнала была использована плата 14-разрядного АЦП NI PCI-5114 с обработкой в среде LabView.

В режиме переключения мод их суммарная интенсивность остается постоянной, а изменения отдельных составляющих происходят в противофазе. На рисунке 1 приведены характерные осциллограммы, отражающие уровень мощности отдельной моды в режиме переключения (симметричный режим (а) и преимущественное конкурентное преобладание одной из мод (б)). Максимально вертикальные участки



осциллограмм соответствуют непосредственно моментам переключения моды, верхние значения соответствуют генерации данной моды, минимальные – остаточное излучение, когда генерация переходит на соседнюю моду. Обработка полученных осциллограмм позволяет получить вероятностную функцию распределения по интенсивности конкретной моды (PDF). Результаты расчета двух соответствующих осциллограммам рисунка 1 распределений представлены на рисунке 2 (в логарифмическом масштабе):



Результаты обработки регистрируемого сигнала позволяют утверждать, что длительность переходного процесса при переключении мод превышает быстродействие АЦП и составляет по величине $\tau_{пер} \geq 1$ мкс. Это означает, что процесс модовых переключений демонстрирует динамику, значительно более медленную, чем характерные временные релаксационные константы в активном слое излучателя и определяется, таким образом, стохастической природой наблюдаемого нелинейного отклика системы.

Основным статистическими параметрами, характеризующими процесс переключения мод в бистабильном режиме излучателя, можно считать вероятностное распределение (PDF) и среднее значение $\langle \tau \rangle$ для времени пребывания моды в одном из двух состояний. На рисунке 3 представлены расчетные зависимости плотности распределения вероятностей времен жизни в конкретной моде в случае симметричного переключения мод (a) и при доминировании в спектре одной из мод генерации (b).

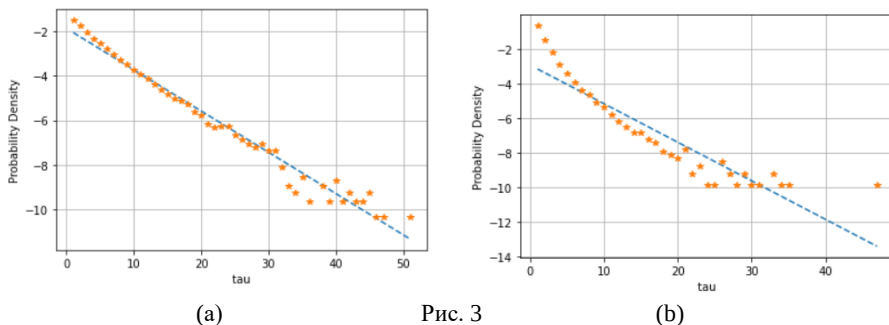


Рис. 3

Приведенные результаты указывают на то, что в симметричном случае статистика времен жизни практически полностью аналогична экспоненциальной модели Крамерса (1) и позволяет сделать вывод о явном соответствии полученных нами результатов исходной стохастической модели. Среднее время жизни каждой из мод в случае (а) составляет $\langle \tau \rangle \sim 28$ мкс. Случай отклонения рабочей точки от данного режима приводит к варианту, когда экспоненциальная форма распределения несколько иная из-за влияния специфических конкурентных процессов, происходящих в активной среде лазера, и представляет собой начальный этап установления устойчивой генерации в одночастотном режиме.

В целом можно утверждать, что проведенные в данной работе исследования показали потенциальную возможность реализации в рассмотренной оптической системе эффекта стохастического резонанса за счет воздействия аддитивного внешнего шумового сигнала (по цепи накачки) на режим переключения мод в условиях бистабильного режима полупроводникового лазера. Однако предварительные оценки показывают, что такой режим требует жесткого контроля рабочих параметров излучателя на уровне $\delta I \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ А по току питания и $\delta T \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ К по температуре активного слоя излучателя.

- [1] Gammaitoni L., Hänggi P., Jung P., Marchesoni F. // Rev. Mod. Phys. 1998. Vol. 70, No. 1. P. 223.
- [2] Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. // УФН. 1999. Т. 169. С. 7.
- [3] Pedaci F., Guidici M., Tredicce J.R., Giacomelli G. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71, No. 3. P. 036125.
- [4] Pedaci F., Guidici M., Tredicce J.R., Giacomelli G. // Appl. Phys. B. 2005. Vol. 81, No. 7. P. 993.
- [5] Lepri S., Giacomelli G. // Phys. Rev. A. 2007. Vol. 76. P. 023815.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛИМИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ (TIR) И ПРОЕКЦИОННОГО ОБЪЕКТИВА ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ В ZEMAX

Р. Шахин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящий момент ZEMAX является стандартом программного обеспечения для проектирования и моделирования оптических систем для инженеров и исследователей. С помощью ZEMAX можно проектировать 3D-компоненты и интегрировать их в оптические приборы, что дает пользователям обширный функционал для автоматической оптимизации проектируемых оптических и лазерных систем. Целью настоящей работы являлось моделирование TIR-линзы и объектива для светодиодов, а также оптимизация их параметров с помощью обширного функционала ZEMAX. Процесс моделирования состоит из решения следующих задач:

Во-первых, создается коническая форма для моделирования параболического концентратора и линзы. Во-вторых, необходимо объединить концентратор и линзу в одно целое (рис. 1). В качестве материала для концентратора было выбрано органическое стекло ПММА.

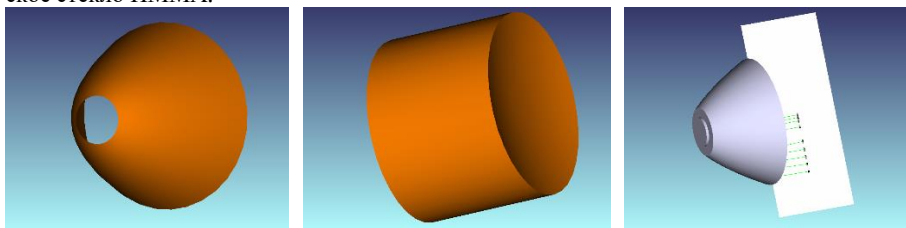


Рис. 1

Процесс симуляции точечного источника до и после оптимизации с помощью Merit function и трассировки лучей показан на рис. 2. В ходе процесса были оптимизированы радиальная апертура концентратора и угол раскрыва конуса, а также геометрия линзы, с целью получения коллимированного пучка на выходе системы.

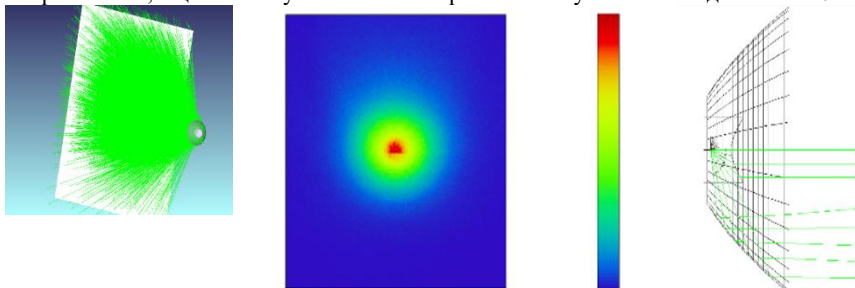


Рис. 2

На рис. 3 приведен фрагмент моделирования проекционного объектива для светодиодов с переменным фокусным расстоянием. Zoom-система состоит из четырех линз, две из которых могут двигаться вдоль оптической оси системы.

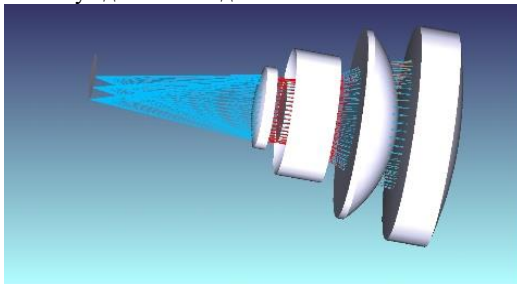


Рис. 3

Seidel u Spot – диаграммы позволяют узнать количество aberrаций третьего порядка на каждой поверхности оптического элемента и показывают сумму этих aberrаций (рис. 4 и 5).

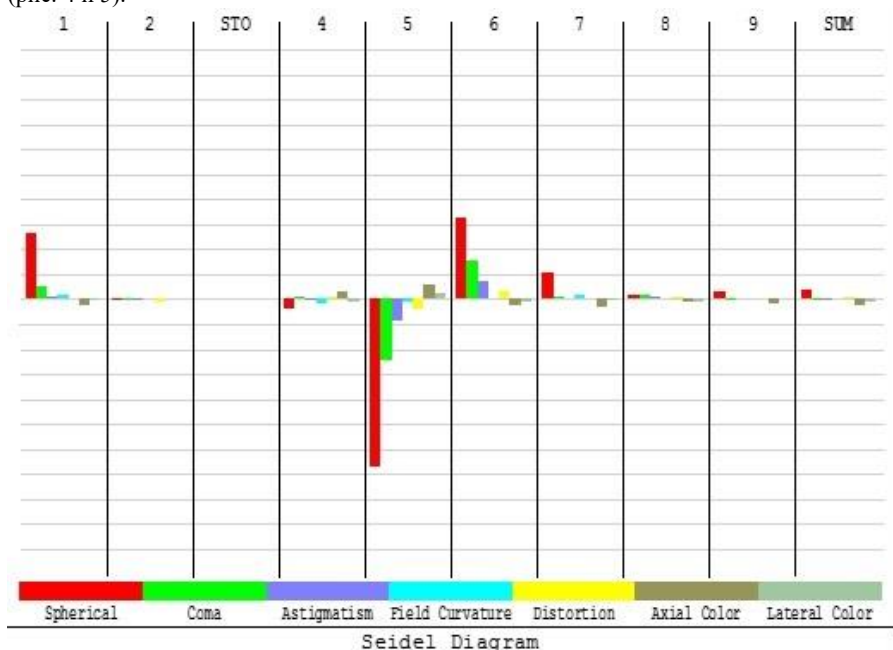


Рис. 4

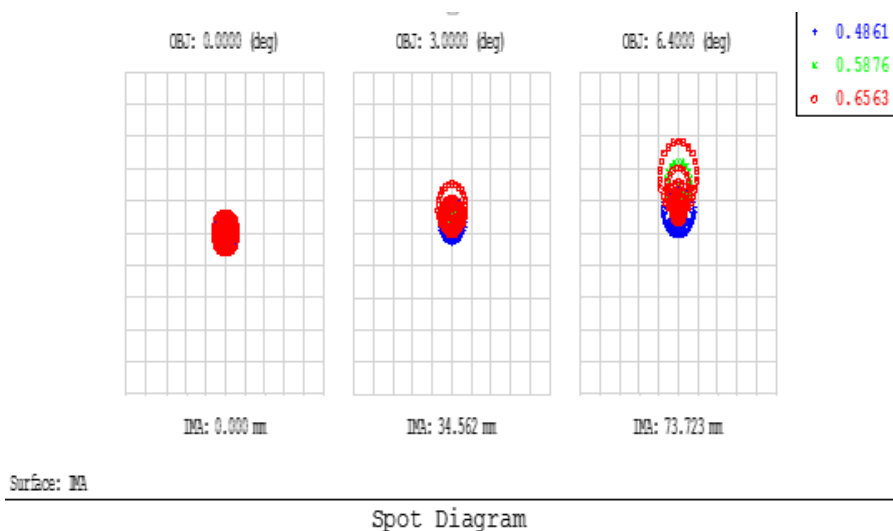


Рис. 5

Из диаграмм видно, что после оптимизации радиусов кривизны линз сумма сферических aberrаций, кома и астигматизм стали намного меньше. Кроме того, после оптимизации местоположения диафрагмы искажения изображения уменьшились.

В результате работы в системе ZEMAX были смоделированы коллимирующая оптическая система и проекционный объектив, обеспечивающие минимальные искажения передаваемого изображения вследствие aberrаций.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2021 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.