

Тринадцатая Всероссийская школа  
для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов  
по лазерной физике и лазерным технологиям



# СБОРНИК ДОКЛАДОВ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ  
«РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –  
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ»

**ТРИНАДЦАТАЯ ВСЕРОССИЙСКАЯ ШКОЛА ДЛЯ СТУДЕНТОВ,  
АСПИРАНТОВ, МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ  
ПО ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ И ЛАЗЕРНЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ  
НАЦИОНАЛЬНОГО ЦЕНТРА ФИЗИКИ И МАТЕМАТИКИ (НЦФМ)  
И ИНСТИТУТА ЛАЗЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ИЛФИ)  
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 27–29 СЕНТЯБРЯ 2022 Г., САРОВ**

СБОРНИК ДОКЛАДОВ

*Под общей редакцией академика РАН  
С. Г. Гаранина*

Саров  
2023

УДК 535.33:621.373.826

ББК 32.86-5

Т 67

DOI 10.53403/9785951505408

**Т 67 Тринадцатая Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям Национального центра физики и математики (НЦФМ) и Института лазерно-физических исследований (ИЛФИ) ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 27–29 сентября 2022 г., Саров: сборник докладов / Под общ. ред. С. Г. Гаранина. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2023. – 199 с.: ил.**

ISBN 978-5-9515-0540-8

Сборник содержит доклады, представленные на Тринадцатой Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям.

Сборник представляет интерес для научных работников и инженеров, работающих в области создания и применения мощных лазеров.

УДК 535.33:621.373.826

ББК 32.86-5

### **ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ:**

Национальный центр физики и математики (НЦФМ)  
и Институт лазерно-физических исследований (ИЛФИ) ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»  
совместно с ИОФ им. А. М. Прохорова РАН и МФТИ

ISBN 978-5-9515-0540-8

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2023

# МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ СТЕНДА, ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ ПРОВЕРКИ РАБОТЫ ТЕРМИНАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ СВЯЗИ, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАЗЛИЧНЫХ ОРБИТ

*Р. Р. Акбулатов, Д. Д. Воеводин, М. И. Гавриленко, А. В. Гусаков, Н. А. Огурцов, А. В. Писецкая, Р. К. Лозов, Ю. Л. Чернядьева*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

В настоящее время идет активная разработка терминалов космической лазерной связи (КТ), позволяющих обеспечить скорости передачи информации по межспутниковым каналам (низкая орбита НО – низкая орбита НО, геостационарная орбита ГСО – низкая орбита НО) до 100 Гб/с [1]. Перед тем, как терминалы будут осуществлять полет в космос, необходимо проведение предварительных наземных физических испытаний, проверяющих их работу, а также подтверждающих основные технические характеристики при осуществлении передачи информации по линиям связи. Для достижения данной цели авторами [2] был разработан специальный стенд, моделирующий функционирование КТ в космосе (рис. 1).

Стенд позволяет определить такие технические характеристики, как мощность излучения лазера информационного канала (ИНК), передающего полезную информацию; мощность излучения лазера канала «маяка», входящего в систему наведения терминала; диаграмму направленности излучений этих каналов; дальность действия лазерной связи.

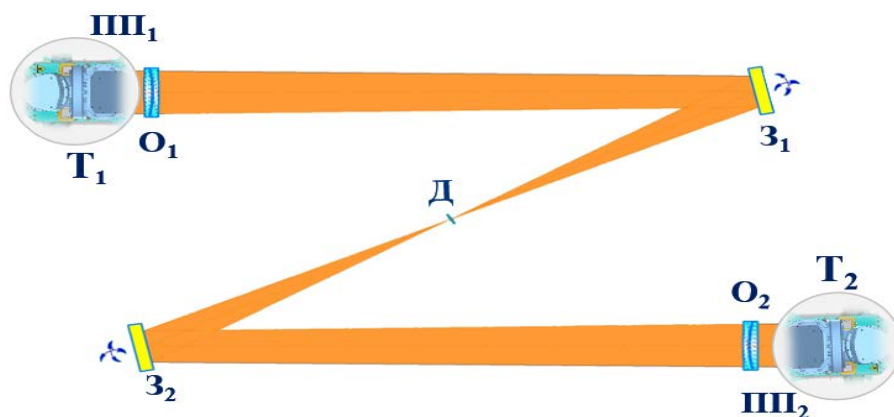


Рис. 1. Структурная схема стенда. ПП<sub>1</sub> и ПП<sub>2</sub> – поворотные платформы № 1 и № 2 соответственно, Т<sub>1</sub> и Т<sub>2</sub> – космические терминалы № 1 и № 2 соответственно, З<sub>1</sub> и З<sub>2</sub> – поворотные зеркала № 1 и № 2 соответственно, О<sub>1</sub> и О<sub>2</sub> – объективы № 1 и № 2 соответственно, Д – узел диафрагмы

Подробное описание стенда представлено в [2], а в этой работе предлагается создание математической модели для расчета его параметров, предназначенного для проверки работы терминалов космической лазерной связи, в зависимости от различных орбит.

Для реализации математической модели рассмотрим краткий принцип работы стенда.

## Принцип работы стенда

На рис. 1 представлена структурная схема стенда. Излучения каналов ИНК и «маяка» с выходной апертуры первого терминала Т<sub>1</sub> попадают на объектив, состоящий из системы линз О<sub>1</sub> с фо-

кусным расстоянием  $f$ , пройдя через который свет фокусируется в плоскости диафрагмы  $D$  с диаметром отверстия  $d$ . Пучки должны быть дифракционного качества.

После прохождения диафрагмы  $D$  свет попадает на объектив  $O_2$  второго терминала  $T_2$ , который аналогичен объективу первого терминала  $T_1$ , но для принимающего терминала он выполняет роль коллиматора. После объектива  $O_2$  пучки попадают во входную апертуру терминала  $T_2$ . Поскольку терминалы работают в дуплексном режиме, через стенд одновременно распространяются пучки излучений как от терминала  $T_1$  к терминалу  $T_2$ , так и от  $T_2$  к  $T_1$ . Зеркала  $Z_1$  и  $Z_2$  моделируют дрожание лазерного пучка в космосе и позволяют отработать смещение пучков терминалов от оптической оси [2]. Поворотные платформы  $ПП_1$  и  $ПП_2$ , на которые устанавливаются  $T_1$  и  $T_2$  соответственно имитируют угловые перемещения пучков излучений ИНК.

Диафрагма, установленная в фокальной плоскости линзы, моделирует угловую область пространства, в которой может осуществляться связь с определенным уровнем ошибок BER [4]. Дифракционное качество пучка в плоскости линзы ( $J$ ), его распределение интенсивности после прохождения через диафрагму ( $D$ ), а также параллельность после распространения через коллиматор обеспечивают моделирование работы лазерных каналов, а также самих терминалов в реальных космических условиях [1].

### Программа «Стенд – математическая модель». Модуль задания параметров стенда и лазерного излучения КТ

Для реализации математической модели для расчета параметров стенда, предназначенного для проверки работы терминалов космической лазерной связи, в зависимости от различных орбит была разработана специальная программа под названием «Стенд – математическая модель». Интерфейс её модуля задания параметров стенда и лазерного излучения КТ представлен на рис. 2.

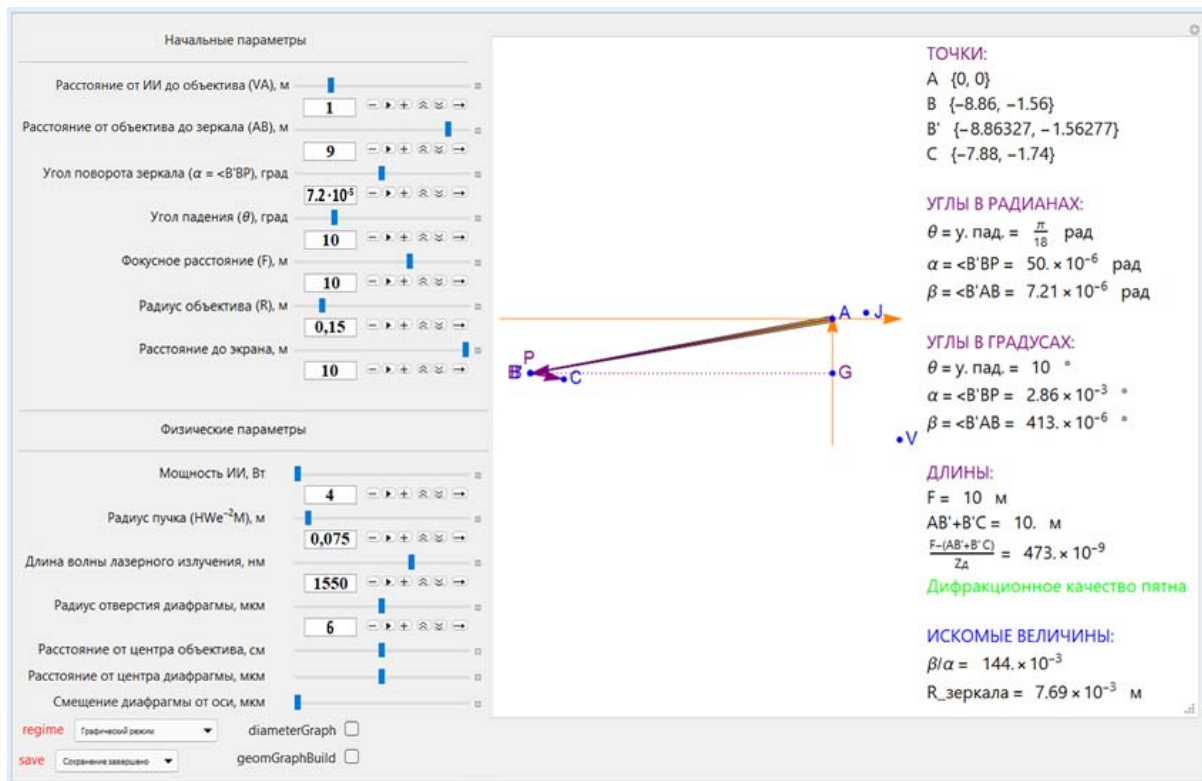


Рис. 2. Интерфейс программы «Стенд – математическая модель». Модуль задания параметров стенда и лазерного излучения КТ

Окно ввода модуля задания параметров стенда и лазерного излучения КТ программы «Стенд – математическая модель» включает в себя:

- 1) Расстояние от источника излучения до линзы. На рис. 2 – это расстояние между двумя точками **Ж** и **А**. Источником излучения является КТ, который проходит наземную обработку на стенде.
- 2) Расстояния от объектива ( $O_1$ ) до зеркала (3) (рис. 1). На рис 2 – это расстояние между двумя точками **А** и **В**.
- 3) Угол поворота  $\alpha$  зеркала (3). Максимальный угол поворота зеркала во время дрожания.
- 4) Угол падения  $\theta$  оптической оси лазерного излучения на поверхность зеркала (3).
- 5) Фокусное расстояние объективов ( $O_1$  и  $O_2$ ) **F**.
- 6) Расстояние до экрана. На рис. 2 – это расстояние между двумя точками **С** и **В**. На рис. 1 данные точки соответствуют центру отверстия диафрагмы (Д) и центру объектива № 2 ( $O_2$ ) (экрану).
- 7) Мощность источника излучения (выходная мощность КТ).
- 8) Радиус пучка на выходе апертуры КТ по уровню интенсивности  $e^{-2}$  относительно максимума.
- 9) Длина волны лазерного излучения ИНК КТ.
- 10) Радиус отверстия диафрагмы (Д).

### Программа «Стенд – математическая модель». Модуль задания КТ

После того как вышеперечисленные параметры заданы, вводятся параметры в модуле задания КТ. На рис. 3 представлен интерфейс этого модуля.

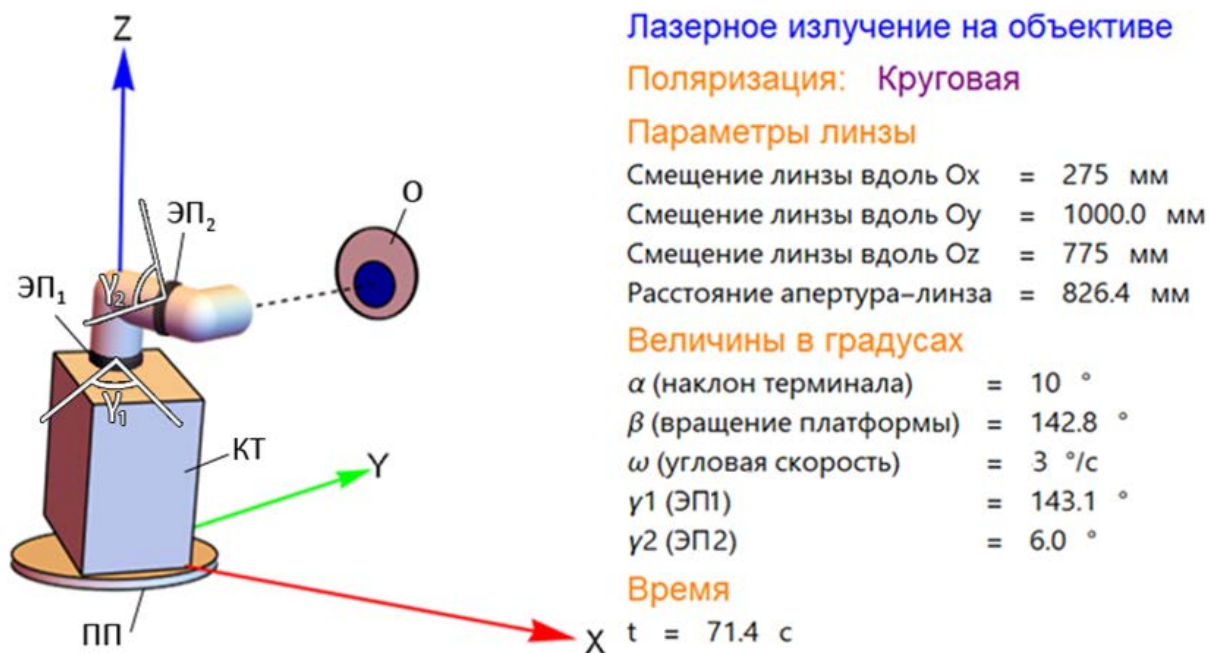


Рис. 3. Интерфейс программы «Стенд – математическая модель». Модуль задания КТ

Входными параметрами модуля задания КТ являются:

- 1) Задание габаритов КТ (длина, ширина, высота).
- 2) Задание габаритов визирной головки (длина между зеркалами, длина между телескопом и зеркалом 6 (рис. 1), длина между зеркалом 8 и выходной апертурой, радиус выходной апертуры).
- 3) Задание радиуса поворотной платформы ПП<sub>1</sub>.
- 4) Скорость вращения платформы ПП<sub>1</sub>.
- 5) Угол наклона КТ к плоскости платформы ПП<sub>1</sub>.

На рис. 3 ЭП<sub>1</sub> и ЭП<sub>2</sub> – электроприводы (на рис. 4 отмечены цифрами 8 и 9 соответственно), которые вращают визирную головку (на рис. 4 зеркала 6 и 7)

## Результаты моделирования программы «Стенд – математическая модель» для линии связи НО КТ – НО КТ

Для случая отработки связи по каналу НО КТ – НО КТ задавались параметры, представленные в табл. 1. НО КТ имеют двузеркальную визирную головку. На рис. 4 представлен вид такого терминала. Подробное описание НО КТ демонстрируется в [3, 4]

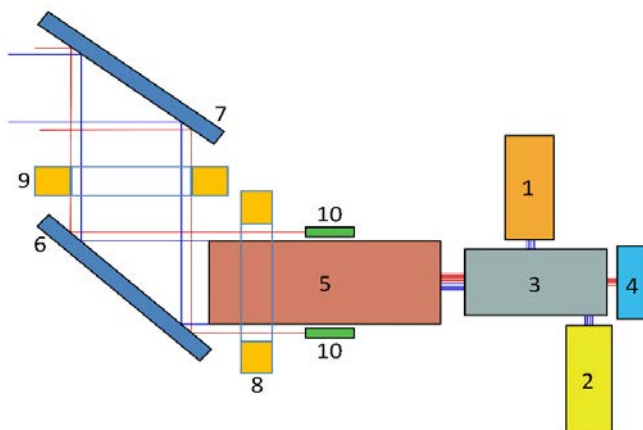


Рис. 4. Структурная схема НО КТ: 1 – передатчик, 2 – приемник, 3 – блок развязки, 4 – блок диаграммы направленности, 5 – телескоп, 6 и 7 – зеркала, 8 и 9 – электроприводы ЭП<sub>1</sub> и ЭП<sub>2</sub> соответственно, 10 – «маяк»

Таблица 1

Входные параметры программы «Стенд – математическая модель»  
для линии связи НО КТ – НО КТ

Расстояние между КТ и $O_1$	1 м
Расстояния между $O_1$ и $Z_1$	9 м
Максимальный угол поворота зеркала во время дрожания $\varphi$	$7,2 \cdot 10^{-5}$
Угол падения $\theta$ оптической оси лазерного излучения на поверхность зеркала (3).	$10^\circ$
Фокусное расстояние объективов ( $O_1$ и $O_2$ ) $F$	10 м
Расстояния между $D$ и $O_2$	10 м
Выходная мощность КТ	2 Вт
Радиус пучка на выходе апертуры КТ по уровню интенсивности $e^{-2}$	37.5 мм
Длина волны лазерного излучения ИНК КТ	1550 нм
Радиус отверстия диафрагмы ( $D$ )	6 мкм
Расходимость лазерного излучения КТ $w_0$	$2 \cdot 10^{-3}$

Программа вывела следующие результаты:

- 1) углы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – это углы поворота электроприводов 8 и 9 на рис. 4. В данных расчетах угол  $\gamma_1$  лежит в пределах от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ , а  $\gamma_2$  – в пределах от  $0^\circ$  до  $10^\circ$  (рис. 3);
- 2) расчет распределения интенсивностей на элементах стенда (рис. 5).

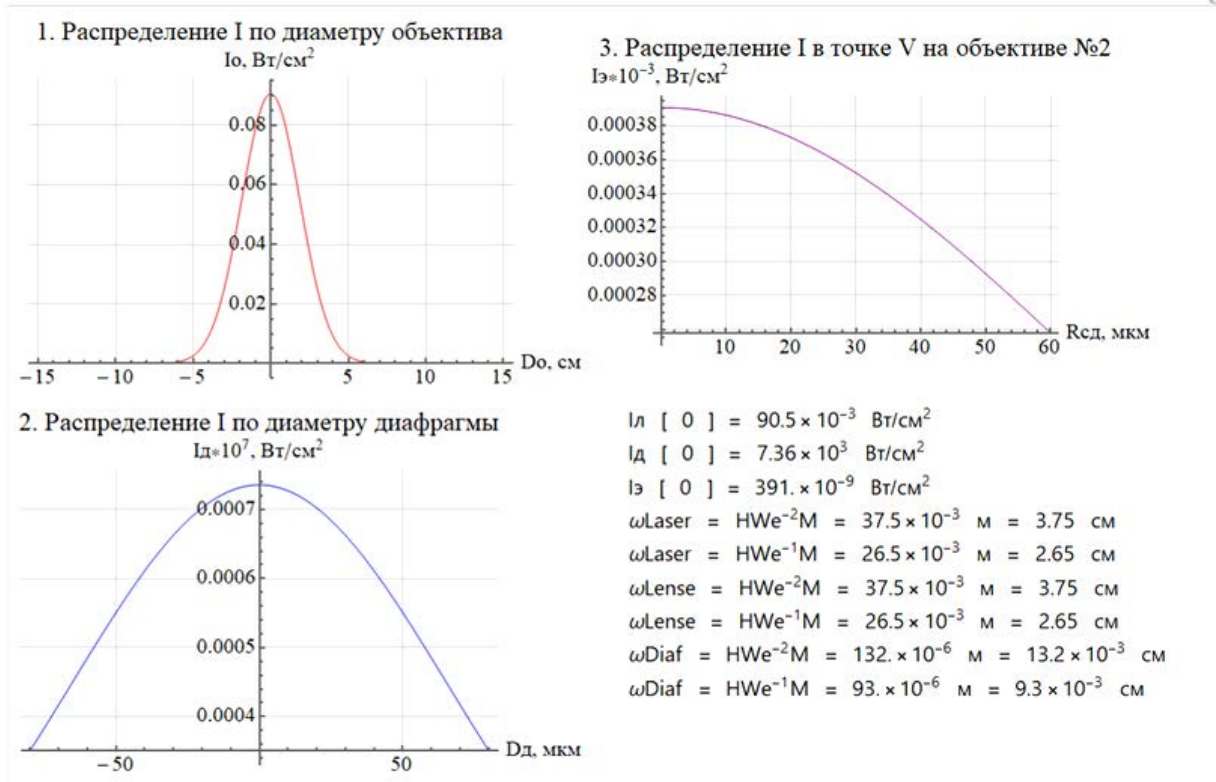


Рис. 5. Интерфейс программы «Стенд – математическая модель». Расчет распределения интенсивностей на элементах стенда при заданных параметрах для линии связи НО КТ – НО КТ

### Результаты моделирования программы «Стенд – математическая модель» для линии связи ГСО КТ – НО КТ

Для случая обработки связи по каналу ГСО КТ – НО КТ задавались параметры, представленные в табл. 2. Космические терминалы ГСО КТ имеют однозеркальную визирную головку. На рис. 6 представлен вид такого терминала. Подробное описание НО КТ демонстрируется в [3, 4]

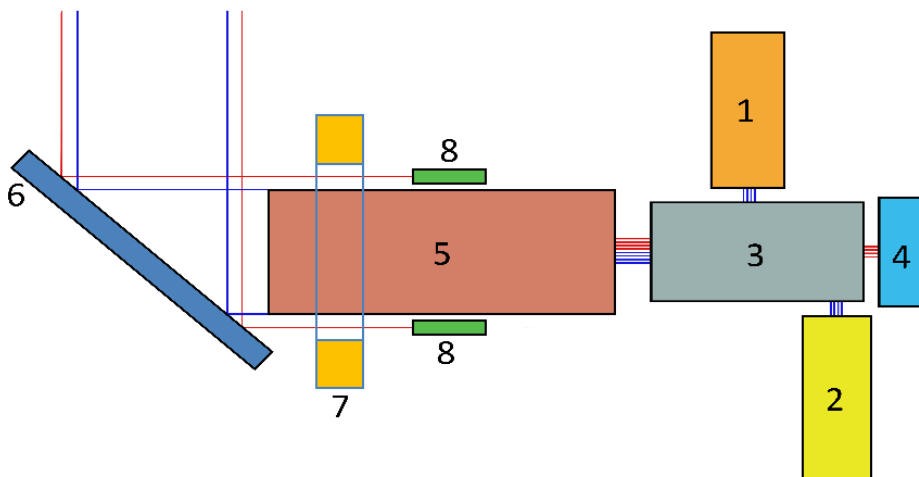


Рис. 6. Структурная схема ГСО КТ: 1 – передатчик, 2 – приемник, 3 – блок развязки, 4 – блок диаграммы направленности, 5 – телескоп, 6 – зеркало, 7 – электроприводЭП, 8 – «маяк»



Входные параметры программы «Стенд – математическая модель»  
для линии связи ГСО КТ – НО КТ

Расстояние между КТ и $O_1$	1 м
Расстояния между $O_1$ и $Z_1$	9 м
Максимальный угол поворота зеркала во время дрожания $\varphi$	$7,2 \cdot 10^{-5}$
Угол падения $\theta$ оптической оси лазерного излучения на поверхность зеркала (З).	$10^\circ$
Фокусное расстояние объективов ( $O_1$ и $O_2$ ) $F$	10 м
Расстояния между Д и $O_2$	10 м
Выходная мощность КТ	4 Вт
Радиус пучка на выходе апертуры КТ по уровню интенсивности $e^{-2}$	75 мм
Длина волны лазерного излучения ИНК КТ	1550 нм
Радиус отверстия диафрагмы (Д)	6 мкм
Расходимость лазерного излучения КТ $w_0$	$1 \cdot 10^{-3}$

Программа вывела следующие результаты:

- 1) угол  $\gamma_1$  лежит в пределах от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ , а  $\gamma_2$  отсутствует, так как система ГСО КТ однозеркальная (рис. 6).
- 2) расчет распределения интенсивностей на элементах стенда (рис. 7).

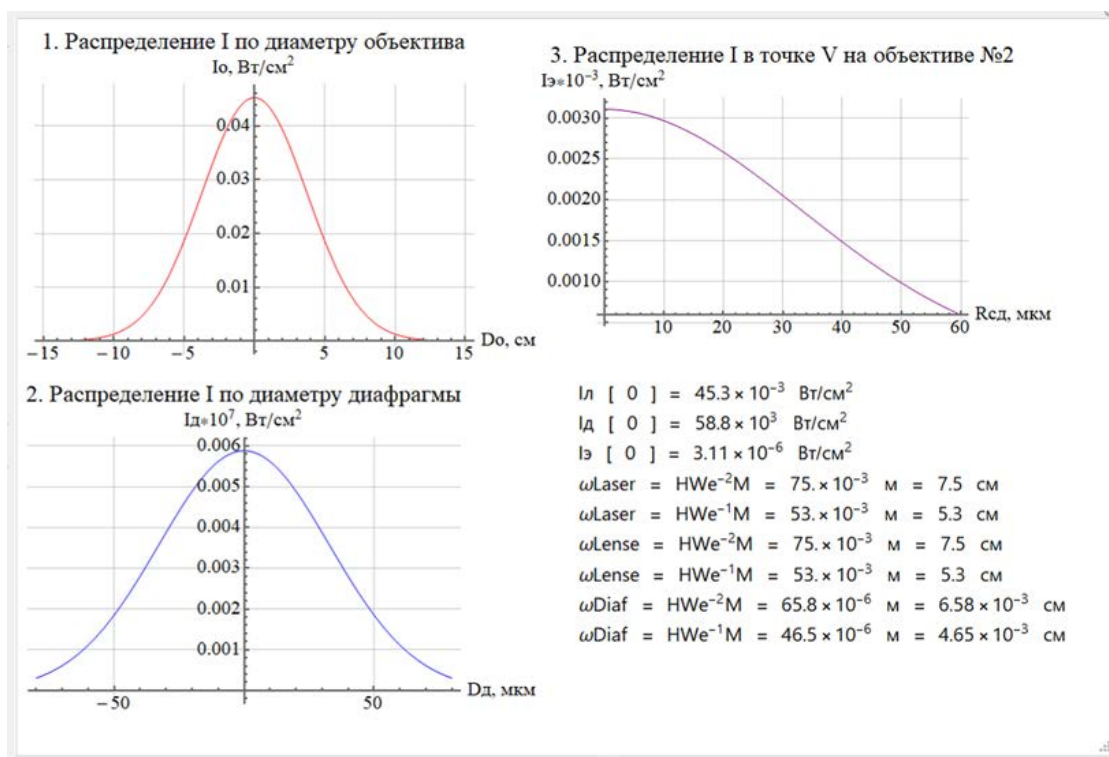


Рис. 7. Интерфейс программы «Стенд – математическая модель». Расчет распределения интенсивностей на элементах стенда при заданных параметрах для линии связи ГСО КТ – НО КТ

## Заключение

В работе была разработана программа «Стенд – математическая модель», которая промоделировала работу НО КТ и ГСО КТ, их составных элементов на стенде.

Математическая модель, изучаемого объекта должна содержать максимально полную информацию об объекте, используя математическую формализацию описания данного объекта и происходящих процессов.

Верификация математической модели объекта может быть произведена только при испытаниях реального изделия или сопоставлением результатов ранее проведенных экспериментов с результатами расчета. Кроме того, математическая модель показывает работу идеального изделия, на испытания поставляется реальный объект, изготовленный с определенным качеством, которое не может быть заложено в математическую модель и может быть определено только во время испытаний.

Математическое моделирование не может полностью заменить испытания, однако позволяет сократить длительность, если результаты эксперимента будут совпадать с расчетными на начальном промежутке испытаний. Также математическая модель изделия позволяет оптимизировать конструкцию на этапе проектирования и для сокращения испытаний выбирать наиболее критичные режимы.

## Список литературы

1. Kaushal H., Jain V. K., Kar S. Free space optical communication. – New Delhi : Springer india, 2017. – С. 60.
2. Буйко С. А., Воеводин Д. Д., Гаранин С. Г., Григорович С. В., Лажинцев Б. В., Мокеев А. С., Писецкая А. В., Ройз И. М., Стародубцев В. А. Заявка на изобретение № 2022110474, 18.04.2022.
3. Hemmati H. Near-earth laser communications // Near-Earth Laser Communications. – CRC press, 2020. – С. 1–40.
4. Majumdar A. K., Ricklin J. C. Free-space laser communications: principles and advances. – Springer Science & Business Media, 2010. – Т. 2.

# РАЗМЕРНАЯ ОБРАБОТКА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ КОМБИНАЦИЕЙ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ И МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТИ

*Е. О. Баженов, К. В. Ражева, Е. Е. Русин*

Нижегородский Государственный Технический Университет им. П. Е. Алексеева

## Аннотация

Рассмотрена возможность применения гибридного лазерного воздействия импульсами сложной амплитудно-временной структуры, состоящих из последовательности импульсов свободной генерации и импульсов модулированной добротности в процессах размерной обработки керамических материалов.

## Введение

Сфокусированное лазерное излучение, обеспечивая высокую концентрацию энергии в зоне воздействия может использоваться для размерной обработки металлов и сплавов, керамики, стекла, пластмасс и композитов [1, 2, 3]. Минимальная зона термического влияния, отсутствие механического воздействия на обрабатываемый материал, временных (в процессе резки) и остаточных напряжений (после полного затвердевания) уменьшает вероятность образования микротрещин, которые могут служить очагами макро повреждений [4]. Высокая технологичность и гибкость управления лазерным излучением позволяет реализовать лазерную резку по сложному контуру плоских заготовок с высокой степенью автоматизации процесса. В области размерной обработки керамических листовых материалов наибольший интерес представляют твердотельные лазерные установки, работающие в импульсно-периодическом режиме. Это связано с их высокой надежностью, малыми габаритами, простотой технического обслуживания и высокой гибкостью управления параметрами излучения [5].

Воздействие лазерного излучения на керамические материалы при резке и перфорации отверстий характеризуется общими положениями, связанными с поглощением и отражением излучения и распространением поглощенной энергии по объему материала за счет теплопроводности. В зоне облучения на первом этапе происходит нагрев материала до температуры плавления. Последующее поглощение излучения приводит к перемещению фазовой границы плавления вглубь материала. Далее тепловое воздействие приводит к кипению и интенсивному испарению материала из зоны лазерного воздействия. Выброс материала состоит из трех фаз: плазма, пар и конденсированная фаза. Конденсированная фаза выброса образуется выдавливанием расплава материала из области взаимодействия импульсом отдачи пароплазменного факела.

Определяющими факторами, влияющими на производительность обработки, являются объем расплавленного материала, глубина проникновения изотермы плавления и величина импульса давления паров. При обработке импульсом квазистационарного излучения (режим свободной генерации) трудно достичь оптимального сочетания указанных показателей. Эффективным оказалось применение метода воздействия на материал двух лазерных пучков, когда один из них (режим свободной генерации) формирует ванну расплава, а другой (режим модулированной добротности) инициирует импульс давления необходимый для выброса конденсированной фазы (рис. 1).

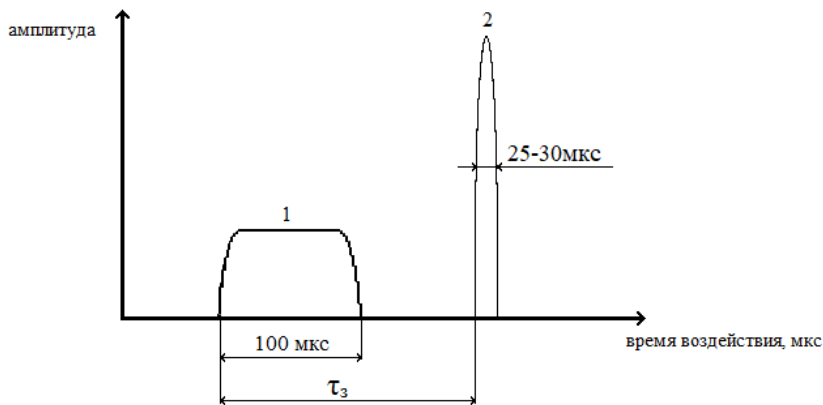


Рис. 1. Схема воздействия на материал лазерных пучков: 1 – в режиме свободной генерации; 2 – в режиме модулированной добротности

В большинстве ранних реализаций двухстадийного метода обработки совмещение пучков осуществлялось под углом, что создавало трудности юстировки системы и негативно сказывалось на качестве обработки.

В данной работе представлены результаты размерной обработки промышленной тонколистовой керамики, широко применяемой в машиностроении и электронике (поликор), методом двухстадийного лазерного воздействия на установке в которой оптические оси двух лазеров были совмещены, что позволило фокусировать пучки в единой зоне облучения.

Беспористая прозрачная керамика поликор имеет высокое значение коэффициента пропускания света, электрических и механических характеристик. Поликор содержит 99,7 – 99,9 %  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и 0,3–0,2 % окиси магния. Поликор проявляет особо высокую нагревостойкость и сохраняет электрические характеристики до температуры 400 °С, механические – до 1600 °С. Благодаря высокой плотности 3,97 г/см<sup>3</sup>, практически равной плотности  $\text{Al}_2\text{O}_3$  можно обеспечить высокую чистоту обработки поверхности. Поэтому поликор применяется для осаждения пассивных элементов гибридных интегральных микросхем, в качестве нагревостойких диэлектрических подложек микросхем, в том числе микроволновых подложек в запоминающих устройствах, для изготовления окон, подверженных высоким температурам и давлениям, линз в инфракрасных головках ракет, лазерных устройствах, колб металлогалогенных ламп.

### Методика эксперимента

Для проведения экспериментов использовалась установка, состоящая из двух лазеров с совмещенными оптическими осями (рис. 2). Важным элементом установки является блок управления, который обеспечивал возможность синхронизировать работу лазеров, меняя время задержки  $\tau_z$  импульса срабатывания одного лазера относительно другого. В результате совмещения пучков в зоне облучения формировался сложный импульс с неоднородно амплитудно-временной структурой. В качестве теплового импульса использовалось излучения YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера ALFA-300AUTO, работавшего в режиме свободной генерации (энергия до 1,0 Дж, длительность импульса 0,1 мс). Удаление расплава из зоны облучения обеспечивалось мощным импульсом давления паров, который формировался импульсом модулированной добротности второго YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера (энергия до 0,1 Дж, длительность импульса 25–30 нс). Энергия излучения лазеров измерялась специализированным калориметром LabMax-Top с датчиками J-25MB-HE и PM10, который был установлен в момент измерения между полупрозрачным зеркалом и фокусирующей линзы.

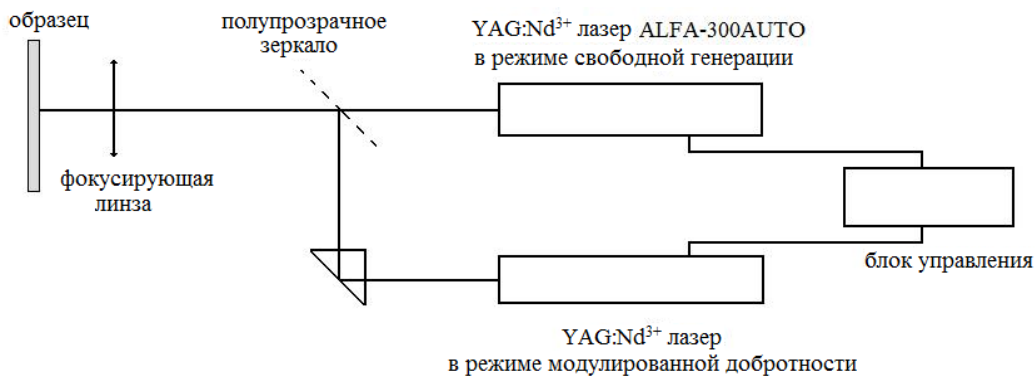


Рис. 2. Схема лазерной установки для комбинированной размерной обработки тонколистовой керамики

### Результаты и обсуждение

Эксперименты проводили на тонколистовых (1,0–1,5 мм) образцах из поликора ( $Al_2O_3$ ). Исследовалось зависимость массы удаляемого материала на единицу затраченной энергии от времени задержки импульса модулированной добротности относительно начала действия теплового лазерного импульса, для нескольких значений энергии теплового лазерного импульса

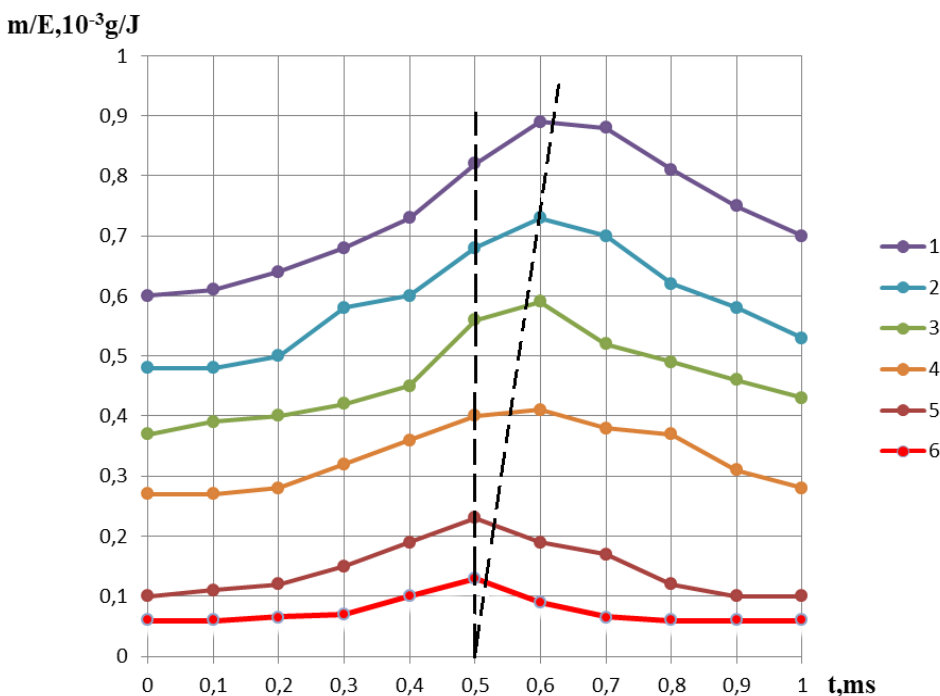


Рис. 3. Зависимость массы удаляемого материала на единицу затраченной энергии от времени задержки импульса модулированной добротности относительно начала действия теплового лазерного импульса: 1 – 1,0 Дж; 2 – 0,8 Дж; 3 – 0,5 Дж; 4 – 0,4 Дж, 5 – 0,3 Дж, 6 – 0,2 Дж

На рис. 3 представлены нормированные на единицу энергии зависимости массы удаляемого материала от времени задержки импульса модулированной добротности YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера относительно начала действия теплового импульса лазера ALFA-300AUTO. Снимались зависимости для фиксированных значений теплового лазерного импульса ( $E = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,8; 1,0$  Дж.), количество удаляемого материала определялся по измерениям потери массы образцов после многократного (100 раз) воздействия на мишень на аналитических весах Sartorius Cubis II с точностью 0,001 г.

Для относительно небольших энергий импульсов теплового воздействия (до 0,3 Дж) положение максимума приходится на момент окончания теплового импульса. С возрастанием энергии происходит некоторое смещение максимума во времени, связанное с тем, что зона плавления материала продолжает прогрессировать и после действия теплового импульса, благодаря тому, что среднее значение температуры расплава к концу облучения значительно превышает температуру плавления материала. С возрастанием энергии теплового лазерного импульса, влияние излучения модулированной добротности на процесс удаления материала из ванны расплава заметно уменьшается. Это хорошо заметно по изменению отношения величины массы удаляемого конденсата к величине той же массы только при тепловом лазерном воздействии (режим свободной генерации). Уменьшение влияния импульса модулированной добротности проявляется в том, что с ростом энергии основного импульса становится возможным частичное испарение расплава непосредственно за счет теплового импульса, а на долю дополнительного импульса остается только удаление оставшейся части расплава. Кроме того, это вызвано экранировкой излучения пароплазменным факелом [6, 7], возникающим при достаточно больших интенсивностях импульса теплового воздействия. Качество обработки и ее результативность в технологическом аспекте исследовалось в импульсно-периодическом режиме (частота – 10 Гц, энергия теплового импульса 0,8 Дж, энергия импульса модулированной добротности 0,03 Дж) на промышленных образцах из поликора толщиной 1,0–1,5 мм. Исследования внешнего вида реза проводилось на микроскопе NEOFOT-32 и представлены на рис. 4.

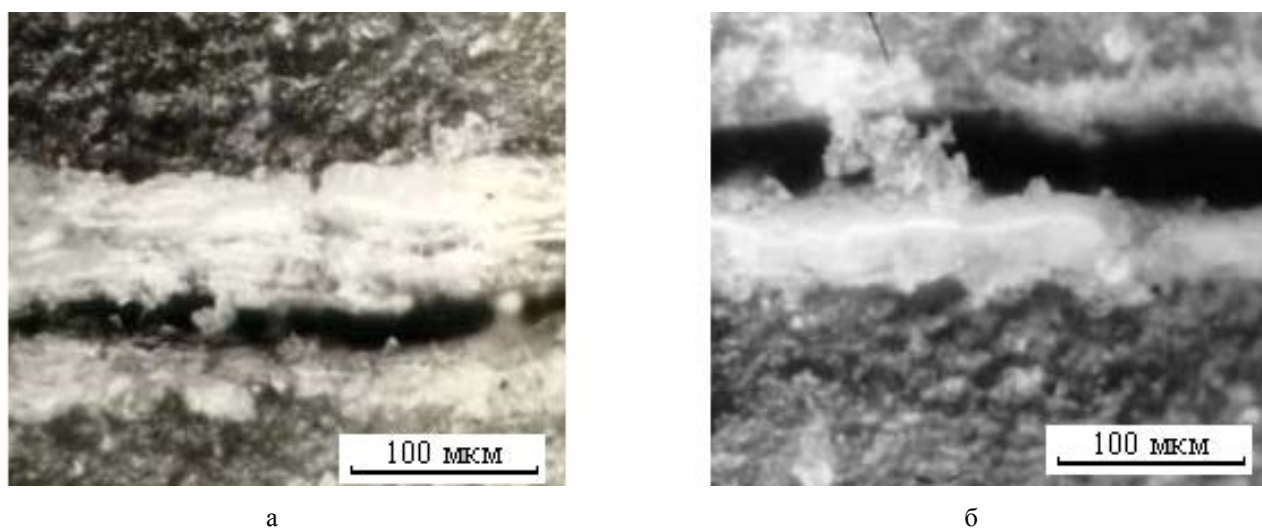


Рис. 4. Внешний вид реза сформированных излучением лазера, работающего в режимах: а) свободной генерации; б) двухстадийный режим

Кроме того, в работе были проведены исследования по обработке тех же материалов по схеме, предложенной в работе [8], где реализуется переключение одиночного лазерного излучателя с режима свободной генерации (тепловой импульс) на режим модулированной добротности (импульс давления), согласованное с процессом формирования отверстия. Исследования размерной обработки керамических материалов по этой схеме показали аналогичные результаты на образцах толщиной до 1 мм. При больших толщинах качество размерной обработки эффективнее с применением схемы, представленной на рис. 2.

Сравнение результатов обработки, выраженное в заметном уменьшении количества грата и наплывов внутри пространства реза показывает, что режим двухстадийной лазерной размерной обработки, как с количественной, так и с качественной стороны, заметно превосходит традиционный режим. Это определяет перспективность его использования в технологиях размерной обработки керамических материалов.

## Выводы

1. Комбинация импульса свободной генерации и импульса модулированной добротности позволяет существенно повысить эффективность размерной лазерной обработки керамики.
2. Существует оптимальное значение времени задержки импульса модулированной добротности относительно импульса свободной генерации, обеспечивающее максимальную производительность процесса как с точки зрения количества удаленного конденсата, так и с точки зрения глубины формируемой лунки. В простейшем случае для оптимизации процесса необходимо, чтобы время задержки равнялось длительности импульса свободной генерации.
3. Экспериментально установлено, что оптимальное время задержки  $t_3$  при энергии излучения в 1,0 Дж составляет 0,6 мс.

## Список литературы

1. Otani T., Herbst L., Heglin M., Govorkov S. V., Wiessner A. O., Microdrilling and micromachining with diode-pumped solid-state lasers, *Appl. Phys. A Mater.* 79 (2004) 1335–1339.
2. Gurauskis J., Sola D., Pena J. I., Orera V. M., Laser drilling of Ni-YSZ cermets, *Journal of the European Ceramic Society* 28 (2008) 2673–2680.
3. Knowles M. R. H., Rutterford G., Karnakis D. and Ferguson A., Micromachining of metals, ceramics and polymers using nanosecond lasers. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, 2007, 33 (1–2), 95–102.
4. Samant A. N., Dahotre N. B. (2008). Computational predictions in single-dimensional laser machining of alumina, *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, Vol. 48, No. 12–13, 1345–1353.
5. Dutta Majumdar and Manna, *Laser material processing*, International Materials Reviews, 2011, VOL 56, NO 5/6, 341–388.
6. Bauerle D., *Laser Processing and Chemistry*, Springer, Heidelberg, Berlin (2011).
7. Turichin G. A., Grigor'ev A. M., Zemlyakov E. V., Valdaitseva E. A., Dilthey U. & Gumeniuk A. Special features of formation of plasma torch under conditions of hybrid laser-arc welding. *High Temperature*, volume 44, pages 647–655 (2006).
8. Kikin P. Yu., Pchelintsev A. I., Rusin E. E. Laser cavity switching with target fracture. *Technical Physics Letters*. 2003. T. 29. № 4. С. 267–268.

# ПРОЯВЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ СО СВЕРХСИЛЬНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ МНОГОПУЧКОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ

*А. В. Башинов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким*

Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

Заряженная частица, двигающаяся под действием электромагнитных полей испытывает ускорение и теряет импульс (энергию) в результате генерации излучения. Такие потери называются радиационными. Интенсивность этих потерь зависит от энергии частиц, величин полей, их структуры. Важно отметить, что радиационные потери существенно возрастают в релятивистских режимах взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем. На настоящий момент благодаря развитию петаваттных и мультипетаваттных лазеров [1] стали достижимыми не просто релятивистские режимы, а режимы, в которых радиационные эффекты существенно меняют динамику электронов [2], [3]. Такие режимы называются радиационно-доминантными. В связи с реализуемостью на практике таких режимов, проблема описания динамики частицы в лазерных полях с учетом радиационных потерь стала особенно актуальна для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Классический подход к описанию радиационных потерь [4], заключающийся в добавлении силы радиационного трения в уравнения движения, находится на грани своей применимости в радиационно-доминантных режимах в лазерных полях [5]. Причины этого заключаются в том, что в рамках классического подхода нет ограничений на частоту излучаемых фотонов, может завышаться мощность генерируемого излучения [6], а также не учитывается случайность излучения фотонов. Наиболее строгий учет возможен в рамках квантовой теории. В настоящее время квантовое описание динамики излучающей заряженной частицы в сильном электромагнитном поле является областью активных исследований [7], однако пока эта проблема не решена. Тем не менее, существуют различные приближенные квазиклассические (квантовые) подходы, которые должны быть протестированы в экспериментах на предмет своей точности. В ультрарелятивистском случае наибольшее распространение в теоретических исследованиях получил квантовый подход [8], в рамках которого динамика частицы считается классической, частица испытывает воздействие лишь силы Лоренца (её магнитной и электрической составляющей), а генерация частицей фотонов происходит случайным образом в соответствии с квантовыми электродинамическими вероятностями.

Уже проведены первые эксперименты по исследованию точности классических и квантовых подходов к описанию радиационных потерь [2], [3], [9], однако пока точность этих подходов в полной мере не определена. Одна из перспективных схем основана на столкновении ускоренного пучка электронов с лазерным импульсом [2], [3]. Преимуществом данной схемы является возможность снизить требования на интенсивность лазерного излучения за счет использования более высокоэнергичных электронов, однако для этого необходимо создать, синхронизовать и совместить в пространстве релятивистски сильное лазерное излучение и встречный высокоэнергичный пучок электронов.

Другой подход, которому и посвящена наша работа, основан на использовании стоячей структуры поля. При облучении плазменной мишени встречными импульсами электроны могут набирать достаточную энергию, чтобы радиационные потери стали заметными [10]. В этом случае специально создавать пучок ускоренных частиц не требуется. Но более интригующим преимуществом данной схемы является возможность инициации особого радиационно-доминантного режима – режима аномального радиационного захвата (АРЗ), при котором за счет радиационных потерь частица может притягиваться в такие области поля, где её потери становятся еще более сильными [11]. Однако АРЗ возникает при интенсивностях  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт см<sup>-2</sup>, что требует оптимизации структуры поля.



Как известно, максимальную амплитуду поля обеспечивает сходящаяся дипольная волна [12], которая на практике может быть приближенно создана с помощью нескольких сфокусированных лазерных импульсов [11]. В отличие от парааксиальных пучков, в которых амплитуды электрического и магнитного полей имеют схожее распределение, в случае предельной фокусировки электрическая и магнитная моды волны заметно отличаются. В электродипольной волне наибольшую амплитуду в фокусе имеет электрическое поле. С пучностью электрического поля совпадает и максимум пондеромоторного потенциала. Таким образом, частицы, попав в эту область, имеют возможность набрать максимальную энергию и быстро покинуть фокальную область ввиду сильной неоднородности полей [13], как это представлено на рис. 1,а. Быстрый уход из области сильного поля препятствует возникновению АРЗ и ведет к повышению пороговой мощности его возникновения. Согласно [13] порог его возникновения в электродипольной волне соответствует 10 ПВт.

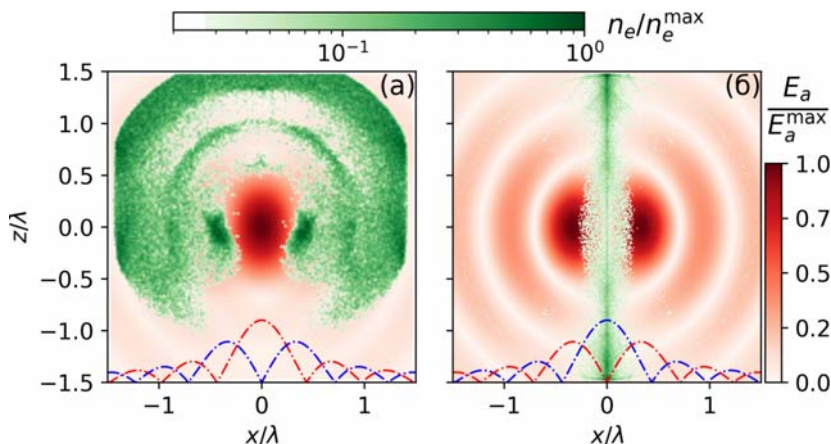


Рис. 1. Распределение электронов в полях (а) электродипольной и (б) магнитодипольной волн. Распределение электронов представлено через 1,4 периода поля после начала взаимодействия волны с прозрачной изначально шарообразной мишенью радиусом 0.3 длины волны, расположенной в фокальной области. Начальная фаза волны соответствует нулевому магнитному полю. Ось симметрии поля совпадает с осью  $z$ . Нормированные на свои максимумы концентрация электронов  $n_e$  и амплитуда электрического поля  $E_a$  отображены оттенками зеленого и красного цветов. Относительное распределение электрического и магнитного полей в волнах вдоль оси  $x$  ( $z = y = 0$ ) представлено штрихпунктирными красными и синими линиями

Напротив, в случае магнитодипольной волны максимума в фокусе достигает магнитное поле, причем максимум его амплитуды совпадает с минимумом пондеромоторного потенциала. Частицы, попав в эту область, могут стать захваченными и начать медленно дрейфовать вдоль оси симметрии, т. е. без радиационных потерь реализуется режим пондеромоторного захвата в фокальной области (рис. 1,б). Постепенно дрейфуя из фокуса, электроны могут накапливать влияние радиационных потерь, что в итоге приводит к появлению АРЗ при меньших мощностях, начиная с 0,1 ПВт. [14].

Принимая во внимание представленные выше преимущества стоячей структуры поля и, в частности, магнитодипольной волны, в данной работе мы представим результаты анализа облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами (рис. 2,а) с целью предложения эксперимента по детектированию квантовых радиационных эффектов и оценке применимости различных подходов к описанию радиационных потерь. Чтобы существенно повысить интенсивность при заданной суммарной мощности лазерного излучения, а также воссоздать с высокой точностью структуру полей магнитодипольной волны, мы предлагаем использовать шесть лазерных импульсов, расположенных по кругу, как представлено на рис. 2,а. В этом случае максимальная амплитуда электрического и магнитного полей лишь примерно в 1,4 раза меньше, чем в случае идеальной магнитодипольной волны (рис. 2,б, д), но при этом структура полей обладает высокой симметрией и малыми угловыми модуляциям в фокальной области (рис. 2,в, з, е, ж). Величины полей нормированы на релятивистское значение.

Заметим, что поляризация каждого из импульсов линейная, но при этом их интерференция обеспечивает азимутальную направленность электрического поля (рис. 2,а). Также отметим, что

следует рассматривать петаваттный уровень мощностей, чтобы квантовые радиационные эффекты могли стать существенными [14], но чтобы при этом не возник пробой вакуума [15] (пороговая мощность примерно 10 ПВт в магнитодипольной волне [16]). В нашей работе суммарная мощность была 3 ПВт, угол фокусировки лазерных пучков составлял  $45^\circ$  (что соответствует фокусировке  $\frac{f}{1,18}$ ), рассматривалась длительность импульсов 30 фс (10 периодов поля, где период поля  $T = 3$  фс) при длине волны  $\lambda = 0,9$  мкм. Лазерное излучение с такими характеристиками и структурой может быть создано на (мульти) петаваттных многопучковых лазерных системах, например, таких как XCELS [17].

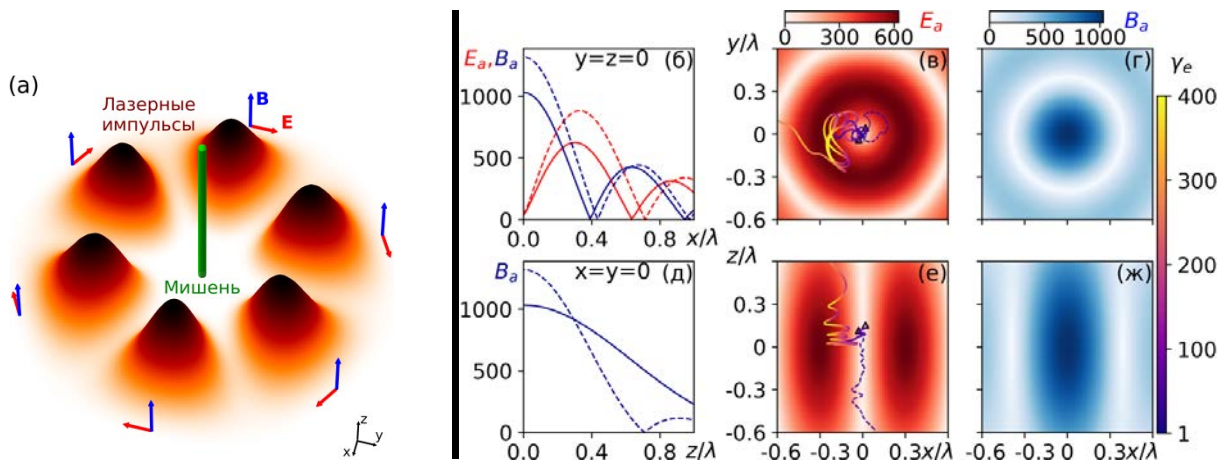


Рис. 2. (а) Схематичное изображение эксперимента по облучению мишени шестью лазерными импульсами, фокусируемыми в форме магнитной дипольной волны, с целью проверки различных приближений для описания радиационных эффектов. Поляризация каждого импульса линейная, но при этом их интерференция обеспечивает направленность электрического поля близкую к азимутальной. Сравнение распределений амплитуд электрического (красная линия) и магнитного (синяя линия) полей вдоль осей  $x$  и  $z$  при фокусировке шести лазерных импульсов суммарной мощностью 3 ПВт (сплошная линия) и в идеальной магнитной дипольной волне той же мощности (штриховая линия) приведены на рисунках (б) и (д). Распределение амплитуды электрического поля  $E_a$  в плоскости  $xy$  и  $xz$ , а также проекции траекторий электрона на эти плоскости представлены на рисунках (в) и (е). Траектория, изображенная сплошной кривой соответствует аномальному радиационному захвату, а штриховая кривая соответствует пондеромоторному захвату. Цвет вдоль траектории обозначает Лоренц-фактор частицы  $\gamma_e$ , треугольный маркер – начало траектории. На (г) и (ж) представлены распределения амплитуды магнитного поля  $B_a$  в плоскостях  $xy$  и  $xz$ , соответственно

В качестве мишени мы предлагаем использовать твердотельную мишень в виде нанопровода, расположив её непосредственно в фокусе лазерных импульсов вдоль оси симметрии полей (рис. 2,а). Такая мишень может обеспечить достаточно большое число электронов, изначально попавших в режим пондеромоторного захвата (а затем перешедших в режим АРЗ), при этом может позволить пренебречь плазменными эффектами ввиду её малого диаметра. Параметры твердотельной мишени могут быть подобраны для конкретных характеристик лазерного излучения, как, например, это продемонстрировано в работе [18]. В наших исследованиях мы рассматривали тестовую плазменную мишень со следующими параметрами: диаметр нанопровода  $0,5 \lambda$ , концентрация плазмы  $n_e = n_i = 10 n_{cr}$ , где  $n_{cr} = 1,38 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Ввиду сложности процессов, а также сложной структуры полей основным инструментом данных исследований является численное моделирование с использованием PIC-кодов–программ, основанных на методе частиц в ячейках и решающих совместно уравнения движения частиц и уравнения Максвелла. В PIC-кодах вещество представляется в виде набора макрочастиц (объединения некоторого количества реальных частиц). Мы используем разработанный и развиваемый нами PIC-код PICADOR [19]. Для него создана достаточно широкая база модулей, позволяющих, в том числе, рассматривать радиационные эффекты в рамках как классического, так и квантового подходов [20]. Модуль, реализующий квантовый подход, имеет опцию, позволяющую создавать

фотоны, но при этом не менять импульс генерирующей его частицы. Эта опция позволяет проводить расчеты без учета радиационных эффектов. Для задания острогофокусированных пучков в соответствии с параметрами пользователя был создан специальный модуль, формирующий в дополнительной расчетной области вспомогательные поля, на основе которых вычислялись токи источников в основной области.

В проведенных расчетах область моделирования имела форму куба с размерами сторон 4 мкм, причем центр расчетной области располагался в центре этого куба. Число ячеек по каждому из направлений расчетной области  $x$ ,  $y$  и  $z$  составляло 256. Направления распространения лазерных пучков характеризуются азимутами  $0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ$ , отсчитываемыми от оси  $x$ , и полярным углом  $90^\circ$ , отсчитываемым от оси  $z$ . Временной шаг составлял примерно  $\frac{T}{128}$ . Начальное число макрочастиц электронов (протонов) равнялось  $7 \cdot 10^6$ .

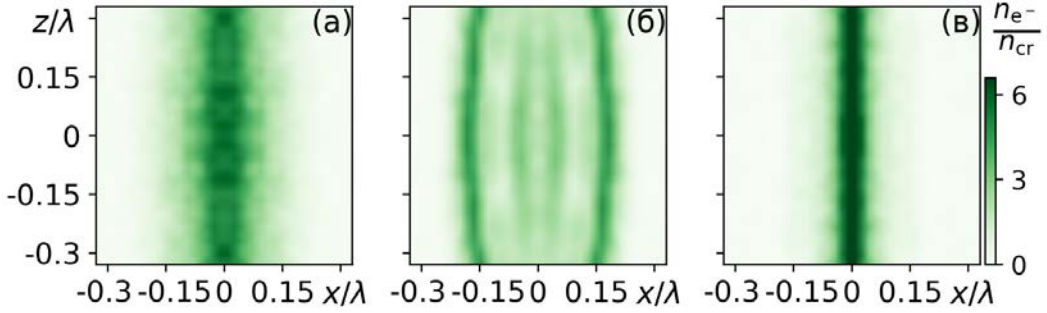


Рис. 3. Сравнение распределений электронов в плоскости  $xz$  при облучении мишени шестью лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, (а) при квантовом описании радиационных потерь, (б) при классическом описании и (в) без учета радиационных потерь. Концентрация электронов  $n_e$  нормирована на критическое значение  $n_{cr} = 1,38 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$

С целью определения влияния радиационных эффектов были проведены расчеты в рамках классического и квантового подходов, а также без учета излучения фотонов электронами. Во всех трех случаях примерно после 8Т плазма становилась прозрачной и плазменными эффектами можно было пренебречь. При этом большая часть частиц двигалась в режиме пондеромоторного захвата (штриховая линия рис. 2, в, е). Если учитывать радиационные потери, то появлялись частицы, которые после 8Т притягивались к пучности электрического поля (сплошная линия рис. 2, в, е), т. е. возникал АРЗ как в идеальной магнитодипольной волне [14]. Распределение частиц в фокальной области показывает, что при классическом описании радиационных потерь частиц, притягивающихся к пучности электрического поля, больше, чем при квантовом описании (рис. 3, а, б), поскольку повышается мощность излучения фотонов электронами. Без учета радиационных потерь ширина распределения электронов минимальная (рис. 3, в), что свидетельствует об отсутствии режима АРЗ.

Изменение распределений электронов в фокальной области, что крайне затруднительно изменить в эксперименте, неизбежно вызывает изменения угловых и энергетических характеристики распределений электронов и гамма-фотонов, вылетающих из фокальной области, зарегистрировать которые заметно проще. Для регистрации углового распределения и энергетического спектра электронов и фотонов в расчетах применялась процедура, описанная в разделе IV работы [14].

Во-первых, в расчетах регистрировалась энергия частиц  $W'_\Omega$ , вылетающих из области взаимодействия под полярным углом  $\theta$  по отношению к оси  $z$  и азимутальным углом  $\varphi$  по отношению к оси  $x$  в диапазоне телесных углов  $d\Omega$ . Для получения итогового углового распределения  $E'_\Omega(\theta, \varphi)$  производилась нормировка  $W'_\Omega$  на её максимум.

Во-вторых, для определения энергетического спектра подсчитывалась суммарная энергия вылетающих частиц  $W'_{s_r}$ , имеющих энергию в диапазоне  $(\varepsilon_r, \varepsilon_r + d\varepsilon_r)$ , где  $\varepsilon_r$  энергия электрона или фотона, нормированная на  $a_E m_e c^2$ ,  $c$  – скорость света,  $m_e$  – масса электрона,  $a_E = 510 \sqrt{P_{PW}}$  – максимальная амплитуда электрического поля в идеальной магнитной дипольной волне, нормированная на величину

релятивистского поля,  $P_{PW}$  – суммарная мощность лазерного излучения в ПВт. Для получения итогового углового распределения  $E'_{s_r}(\varepsilon_r)$  производилась нормировка  $W'_{s_r}$  на её максимум.

Прежде всего отметим, что ввиду высокой симметрии поля, обеспеченной использованием шести пучков,  $W'_{\Omega}$  вылетающих из фокальной области электронов и гамма-фотонов имеет малые модуляции по азимутальному углу (рис. 4, а, з). В связи с этим можно проводить измерения с любых азимутальных направлений. В эксперименте это может существенно облегчить расположение измерительного оборудования и оборудования, обеспечивающую фокусировку лазерных пучков.

Поскольку за счет АРЗ электроны смещаются в область пучности электрического поля, то они перестают дрейфовать почти вдоль оси  $z$  и получают возможность покидать фокальную область под большими углами к этой оси. Результаты расчетов показывают, что за счет радиационных потерь (как в квантовом, так и в классическом случаях) ширина  $W'_{\Omega}(\theta)$  электронов увеличивается примерно в 1,5 раза (рис. 4, б).

Заметим, что АРЗ в фокусе является причиной изменений характеристик вылетающих из фокуса электронов, но большое влияние на частицы оказывают радиационные потери и вблизи фокальной области. Вылетая из фокуса, ускоренные электроны пересекают области сильного магнитного поля, в которых частицы могут уменьшить свою энергию ввиду нескольких актов излучения фотонов. Данный вывод отражают результаты, представленные на рис. 4, в. Спектр  $E'_{s_r}(\varepsilon_r)$  за счет учета излучения фотонов смещается в сторону меньших энергий, причем в классическом случае это смещение заметно сильнее ввиду завышения радиационных потерь.

Наряду с распределениями вылетающих электронов, большую значимость имеют распределения гамма-фотонов, поскольку основная их часть, особенно в диапазоне наибольших энергий, генерируется в фокальной области, и фотоны не подвержены влиянию силы Лоренца. Таким образом, гамма-фотоны позволяют детектировать процессы, происходящие непосредственно в фокальной области.

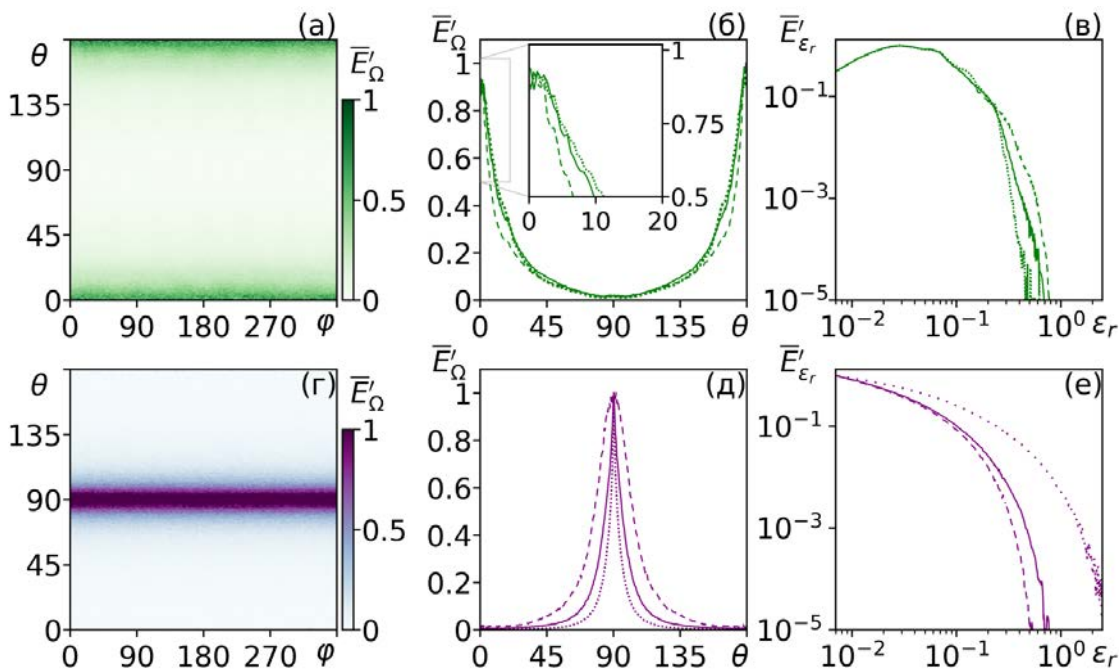


Рис. 4. (а), (б), (г), (д) – угловые распределения и (в), (е) – энергетические спектры (а)-(в) электронов и (г)-(е) гамма-фотонов, вылетающих из области взаимодействия в результате облучения шестью лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт, имеющими длительность 30 фс и сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, цилиндрической мишени, имеющей радиус  $0,5\lambda$  и концентрацию электронов  $10n_{cr}$ . Сплошные линии на (б), (в), (д), (е) соответствуют результатам расчетов, в которых использовалось квантовое приближение для описания радиационных потерь, пунктирные кривые получены в классическом приближении, а штриховые линии соответствуют результатам расчетов без учета радиационных эффектов

Поскольку в режиме АРЗ электроны могут набирать большую энергию и, следовательно, излучать более высокоэнергичные фотоны, то за счет радиационных потерь спектр фотонов  $E'_{s_r}(\varepsilon_r)$  сдвигается в сторону больших энергий, причем в классическом случае этот сдвиг гораздо сильнее (рис. 4,е). Разница в изменениях энергетических спектров фотонов и электронов за счет радиационных потерь является свидетельством того, что характеристики фотонов в основном определяются в фокальной области, а характеристики электронов могут меняться при выходе из режима АРЗ в окрестности фокальной области.

Тот факт, что фотоны в основном генерируются в фокальной области, также отражает угловое распределение гамма-фотонов. В отличие от электронов, которые уходят в основном вдоль оси  $z$ , большинство фотонов вылетают из фокуса почти перпендикулярно этой оси. Это означает, что излучающие электроны имели в моменты излучения небольшую аксиальную составляющую импульса. Это в основном наблюдается в фокальной области, где магнитное поле направлено преимущественно вдоль оси  $z$  и силы, действующие на электроны вдоль этой оси минимальны. В свою очередь за счет радиационных потерь скорость ухода электронов вдоль оси  $z$  замедляется, что ведет к более узким угловым распределениям фотонов: в два раза уже в квантовом случае и в 5 раз уже при классическом подходе (рис. 4,д).

Таким образом, суммируя полученные результаты, можно сделать вывод, что взаимодействие твердотельной мишени в форме нанопровода с шестью лазерными импульсами суммарной мощностью несколько петаватт, фокусируемыми в форме магнитной дипольной волны, позволяет детектировать радиационные эффекты с помощью энергетических и угловых распределений электронов и гамма-фотонов, покидающих область взаимодействия. Влияние радиационных эффектов на эти распределения зависит от подходов к описанию радиационных потерь, что может позволить определить на практике применимость различных подходов к описанию радиационных потерь. Предлагаемый эксперимент может быть реализован с помощью многопучковой (мульти) петаваттной лазерной установки и может позволить продвинуться в решении одной из базовых фундаментальных проблем, которая заключается в учете квантовых радиационных потерь при движении заряженных частиц в электромагнитных полях.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и Высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-1361).

### Список литературы

1. Danson C. N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C. F., Chowdhury E. A., Galvanuskas A., Gizzi L. A., Hein J., Hillier D. I. et al., High Power Laser Sci. Eng. 7, e54 (2019).
2. Cole J. M., Behm K. T., Gerstmayr E., Blackburn T. G., Wood J. C., Baird C. D., Duff M. J., Harvey C., Ilderton A., Joglekar A. S. et al. Phys. Rev. X 8, 011020 (2018).
3. Poder K., Tamburini M., Sarri G., Di Piazza A., Kuschel S., Baird C. D., Behm K., Bohlen S., Cole J. M., Corvan D. J. et al. Phys. Rev. X 8, 031004 (2018).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля (М.: Наука, 1988).
5. Esirkepov T. Zh., Bulanov S. S., Koga J. K., Kando M., Kondo K., Rosanov N. N., Korn G., Bulanov S. V. Phys. Lett. A 379, 2044 (2015).
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Теоретическая Физика – т. IV, Квантовая Электродинамика (Москва «Наука», 1974).
7. Gonoskov A., Blackburn T. G., Marklund M., Bulanov S. S., arXiv:2107.02161v2 (2022)
8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов (М.: Атомиздат, 1973, с. 137).
9. Wistisen T. N., Di Piazza A., Knudsen H. V., Uggerhøj U. I. Nat. Commun., 9, 795 (2018).
10. Lehmann G., Spatschek K. H., Phys. Rev. E 85, 056412 (2012).
11. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., and Sergeev A., Phys. Rev. Lett. 113, 014801 (2014).
12. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. Phys. Rev. A 86, 053836 (2012).
13. Башинов А. В., Кумар П., Ефименко Е. С., Квантовая электроника 49, 314 (2019).

14. Bashinov A. V., Efimenko E. S., Muraviev A. A., Volokitin V. D., Meyerov I. B., Leuchs G., Sergeev A. M., Kim A. V. *Phys. Rev. E* 105, 065202 (2022).
15. Bell A. R., Kirk J. G. *Phys. Rev. Lett.* 101, 200403 (2008).
16. Efimenko E. S., Bashinov A. V., Muraviev A. A., Volokitin V. D., Meyerov I. B., Leuchs G., Sergeev A. M., Kim A. V. *Phys. Rev. E* 106, 015201 (2022).
17. Bashinov A. V., Gonoskov A. A., Kim A. V., Mourou G., Sergeev A. M., *Eur. Phys. J. Special Topics* 223, 1105 (2014).
18. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., Korn G. *Sci. Rep.* 7, 15302 (2017).
19. Surmin I. A., Bastrakov S. I., Efimenko E. S., Gonoskov A. A., Korzhimanov A. V., Meyerov I. B., *Comput. Phys. Commun.* 202, 204 (2016).
20. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M, Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A., Surmin I., Wallin E., *Phys. Rev. E* 92, 023305 (2015).

# ЛАЗЕР-ПЛАЗМЕННАЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ РЕНТГЕНОГРАФИЯ НЕСТАБИЛЬНО СЖАТОЙ ЛТС МИШЕНИ

*Д. С. Беспалов, А. А. Андреев, К. Ю. Платонов*

Санкт-Петербургский государственный университет

## Введение

Хорошо известно, что гидродинамические неустойчивости, в частности Рэлей-Тейлоровская, наблюдаются в широком спектре явлений и играют решающую роль в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС), идея которого заключается в быстром и сферически-симметричном сжатии термоядерного горючего. Основным препятствием для достижения горения являются разного рода неустойчивости, порождаемые неоднородностью облучения, шероховатостью оболочек самой мишени, погрешностями профилирования лазерных импульсов и т. д., которые, развиваясь, снижают эффективность сжатия. В [1], описан процесс получения изображения первичной мишени, состоящей из двух слоев, плотной сжимаемой оболочки и внутренней газовой части. Время сжатия рассматриваемой мишени до момента коллапса составило 1,84 нс. Также известно, что можно строго провести границу между двумя слоями (их концентрации ионов должны отличаться более чем на порядок) до времени 1,7 нс; по истечении этого времени условие, описанное в [1], перестает выполняться.

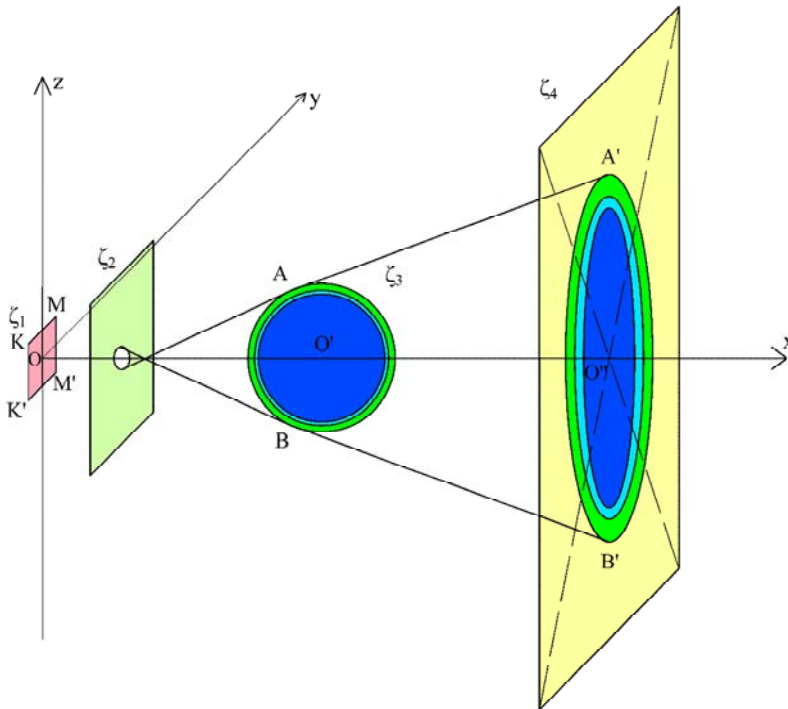


Рис. 1: Схема диагностики первичной мишени

## Модель развития неустойчивостей

Начальную стадию сжатия ЛТС мишени мы рассматриваем аналогично [1]. Поскольку используемый гидродинамический код HELIOS не учитывает возникновение неустойчивостей, которые заведомо возникают при сжатии, мы будем вводить их дополнительно таким образом, чтобы их

развитие было сравнимо с результатом более тщательных численных расчетов и экспериментов, приведенные, например, в [2]. Как известно, на границе раздела ускоренной плотной сжимающейся оболочки и газовой части мишени могут возникать и развиваться гидродинамические возмущения, образующие третий, возмущенный слой. В данной модели, неустойчивости развиваются во времени по следующей схеме: 1. До момента, когда амплитуда возмущения оболочки не превышает толщины оболочки  $d_0$ , в мишени развивается неустойчивость Рэля-Тейлора; 2. После этого начинается турбулентное перемешивание вещества оболочки и газовой части мишени по модели Беленького-Фрадкина [3]. Для примера анализа неустойчивости обратимся к рис. 5,а работы [1], дополненному введением зоны развития возмущения (3):

1. До момента, когда амплитуда возмущения оболочки не превышает толщины оболочки  $d_0$ , в мишени развивается неустойчивость Рэля-Тейлора;

2. После этого начинается турбулентное перемешивание вещества оболочки и газовой части мишени по модели Беленького-Фрадкина [3]. Для примера анализа неустойчивости обратимся к рис. 5,а работы [1], дополненному введением зоны развития возмущения (3):

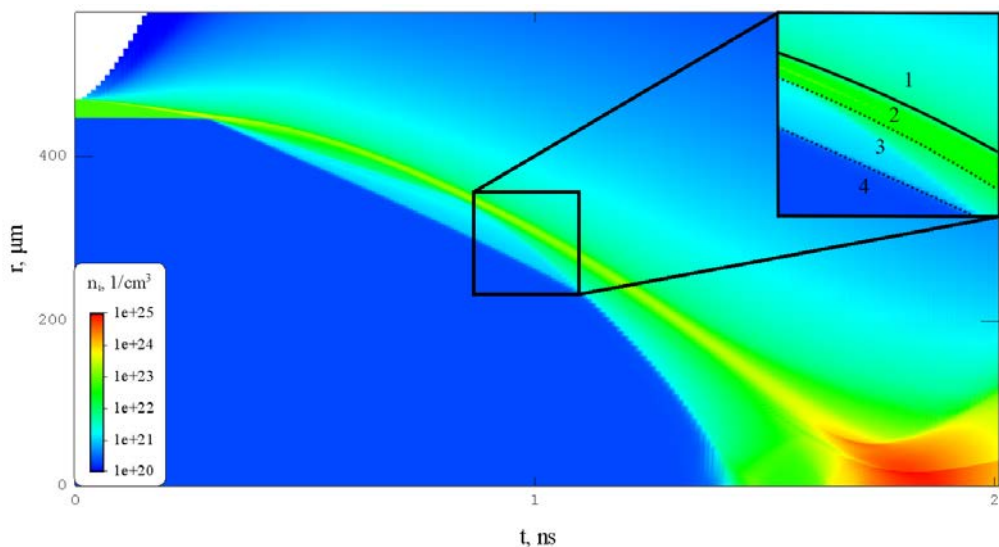


Рис. 2. Зависимость концентрации ионов от радиуса и времени. На этом рисунке показано формальное разделение на зоны первичной мишени

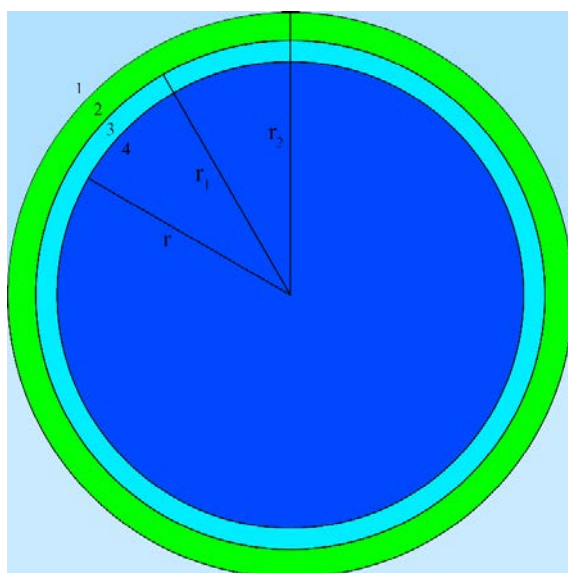


Рис. 3. Зоны аналогичны рис. 1,  $r_2$ ,  $r_1$ ,  $r$  – радиусы каждой из зон соответственно



В начальный момент зоны (2) и (3) неотличимы друг от друга, а зона (4) представляет собой газ. В процессе сжатия зона (1) представляет собой отлетающие в вакуум части оболочки мишени, а зона (3) образуется на границе раздела зон (2) и (4) в результате турбулентного перемешивания. В рамках данной статьи деление на зоны осуществляется с соблюдением следующих условий:

1. Зона (2) – та часть сжимающейся первичной мишени, которая имеет концентрацию ионов  $n_i \geq 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>.

2. Зона (1) – та часть мишени, радиус которой больше радиуса зоны (2) в каждый момент времени.

При сжатии мишени часть вещества из оболочки переходит в зону (3) смешиваясь с газовой частью мишени, пусть  $\frac{\Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n_{i_2}$  – начальная концентрация ионов в оболочке мишени (2),

$\frac{\Delta N_{i_4}}{\Delta V} = n_{i_4}$  – газовой части мишени (4), при образовании зоны (3) часть ионов переходит из зоны (2)

в зону (4), ионная концентрация в этой зоне будет записана как  $\frac{\Delta N_{i_4} + \kappa * \Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n_{i_3}$ , где  $\kappa$  – коэффициент перехода ионов из зоны (2) в зону (3), тогда новая ионная концентрация в зоне (2) будет

записана как  $(1 - \kappa) \frac{\Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n'_{i_2}$ . Примем, что ионная плотность в зоне (3) вычисляется как среднее

между плотностью оболочки плотностью газовой части мишени, т. е.  $\kappa = \frac{n_{i_2} - n_{i_4}}{n_{i_2}}$ .

### Общая модель

В интервале от 0 до 1.5 нс сжатие мишени с хорошей точностью можно аппроксимировать полиномом второй степени радиуса от времени. Это приближение позволяет считать ускорение (вторую производную от радиуса) постоянным в заданном интервале времени, в случае рассматриваемой модели  $a \approx 153$  мкм/нс<sup>2</sup>. Тогда из [2, 3] имеем уравнение для начальной стадии развития:

$$h = h_0 \exp(\gamma t) \quad (1)$$

Для дальнейшего уточнения развития неустойчивостей обратимся к модели из [3], где с учетом абляции границы мишени для инкремента неустойчивости получаем:

$$\gamma_L^1 = \sqrt{\frac{Aka}{1 + AkL_p}} - \beta k V_a, \quad A = \frac{n_{i_2} - n_{i_4}}{n_{i_2} + n_{i_4}} \quad (2)$$

где  $A$  – число Атвуда,  $V_a = \dot{m}a/\rho_a$  – скорость абляции,  $\rho_a$  – плотность абляционного слоя,  $L_p$  – толщина рассеивающей части оболочки,  $k = d_0^{-1}$  – аппроксимация волнового числа возмущения из [3],  $d_0 = 22,6$  мкм – толщина оболочки мишени,  $a$  – ускорение. Скорость абляции может быть записана как:

$$V_a = \frac{2,6 \cdot 10^5 \left( \frac{I_{15}}{\lambda^4} \right)^{1/3}}{\rho_a} \quad (2)$$

где  $I_{15}$  – интенсивность лазерного излучения в пересчете на  $10^{15} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ ,  $\lambda$  – длина волны лазера в мкм.

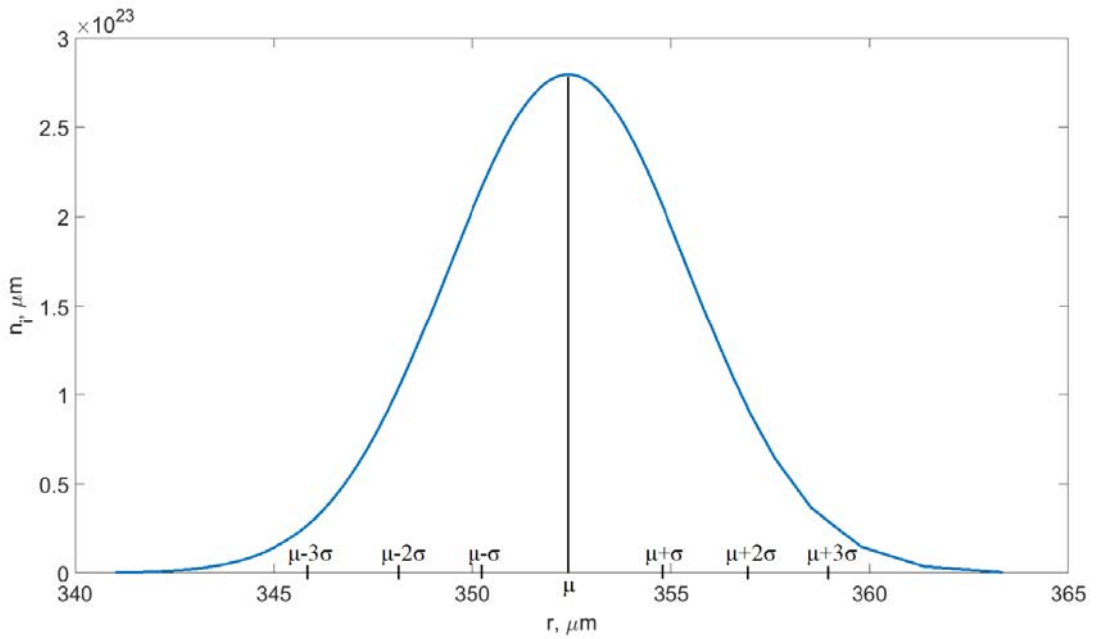


Рис. 4. Приближительная зависимость концентрации ионов от радиуса в момент времени  $t = 1,1$  нс

Далее определим, что радиус, соответствующий плотной оболочке, лежит в интервале  $(\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma)$ , а ее рассеянной части – в интервалах  $(\mu - 3\sigma, \mu - 2\sigma)$  и  $(\mu + 2\sigma, \mu + 3\sigma)$ , где  $\mu$  и  $\sigma$  – математическое ожидание и стандартное отклонение соответственно. Следовательно толщина оболочки –  $L = \|\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma\|$ , а разлетевшейся её части  $L_p = \|\mu - 3\sigma, \mu - 2\sigma\| + \|\mu + 2\sigma, \mu + 3\sigma\|$ .

Также, в данном приближение учтено, что  $L_p = L_p(t)$  и  $L = L(t)$ .

### Турбулентное перемешивание

Полагая, что плазма в мишени является несжимаемой жидкостью, толщина слоя перемешивания в мишени может быть описана моделью Беленького-Фрадкина [4]:

$$L_{\text{mix}} \approx 270\alpha^4 \ln\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) at^2 = 270\alpha^4 \ln\left(\frac{n_{i_2}}{n_{i_4}}\right) at^2 \quad (4)$$

где  $\alpha$  — некоторый автомодельный параметр,  $n_{i_2}$ ,  $n_{i_4}$  – начальная зона (2) и конечная зона (3) концентрации ионов в мишени. В рассматриваемой модели до момента времени  $t_p = 1,12$  нс, в мишени развивается неустойчивость (синяя линия на рис. 4), и её амплитуда растёт во времени согласно (1). После этого момента и до  $\tau = 1,5$  нс, в мишени начинается турбулентное перемешивание (оранжевая линия), когда рост её амплитуды описывается формулой (4). Аппроксимируем развитие неустойчивости в мишени функцией Гаусса (желтая пунктирная линия):

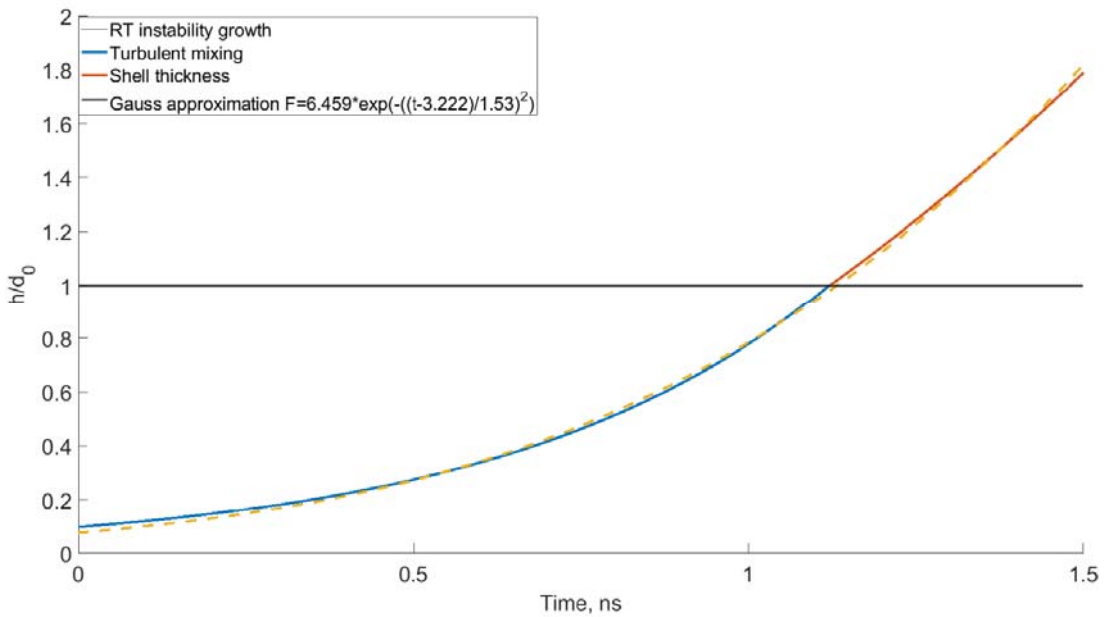


Рис. 5. Аппроксимация динамики развития неустойчивости в толщине мишени,  $F$  – общее, для РТ-неустойчивости и турбулентного перемешивания обозначение толщины слоя

На основании анализа литературы выбраны параметры первичной мишени, для них  $h_0$  – неоднородность изготовления оболочки, можно получить мишень с дополнительным слоем возмущения на границе раздела плотной оболочки и газовой части. Зная временные и пространственные параметры источника рентгеновского излучения, мы можем смоделировать изображение идеальной первичной мишени (т. е. без слоя возмущения). Вычитая первое изображение из второго, мы получим различающуюся часть этого изображения (изображение 1). Также, модель позволяет позволяется исходя из неких предположений построить изображение 2 мишени, в которой развит слой возмущения. Подбирая параметры слоя так, чтобы изображение 1 было идентично изображению мы можем определить параметры слоя возмущения в реальной мишени. Реальная рентгенограмма первичной мишени имеет вид некоего распределения энергии рентгеновского излучения по поверхности мишени.

### Оптимизация геометрии просветки

Для проверки точности модели рассмотрим изображение мишени со следующими параметрами:  $r = 265$  мкм,  $r_1 = 291$  мкм,  $r_2 = 315$  мкм. Электронная концентрация в зоне (4) –  $n_e^4 = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-1}$ , в зоне (2)  $n_e^2 = 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-1}$ , в зоне (3)  $n_e^3 = \frac{n_e^4 + n_e^2}{2} = 2,5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-1}$ .

Исследуя изображения, полученные от пространственного источника размерами  $200 \times 200$  мкм, было установлено, что на этих изображениях слой возмущения не виден. Число квантов, попадающих на детектор, должно лежать в интервале, соответствующем его максимальной чувствительности. Поэтому было принято решение уменьшить пространственный размер источника  $\text{He-}\alpha$  с помощью диафрагмы с диаметром отверстия 20 мкм. В результате моделирования освещения первичной мишени со слоем возмущения источником фотонов  $\text{He-}\alpha$  с фиксированной апертурой было установлено, что пространственное разрешение такой схемы составляет  $\Delta F = 2$  мкм. Для определения слоя возмущения в первичной мишени необходимо учитывать масштабирование изображения по данной схеме просветки. Чтобы получить размер на первичной мишени, необходимо разделить размер на изображении первичной мишени на масштабный коэффициент  $K = 1,77$ .

## Слой возмущения в первичной мишени

Далее рассмотрим изображение первичной мишени в моменты времени  $t = 0,5$  нс,  $t = 1$  нс,  $t = 1,5$  нс. Слева изображение мишени, а справа изображение зоны возмущения. Как видно из рис. 6,а, схема передачи с установленной диафрагмой позволяет разрешить слой возмущений на самых ранних стадиях сжатия

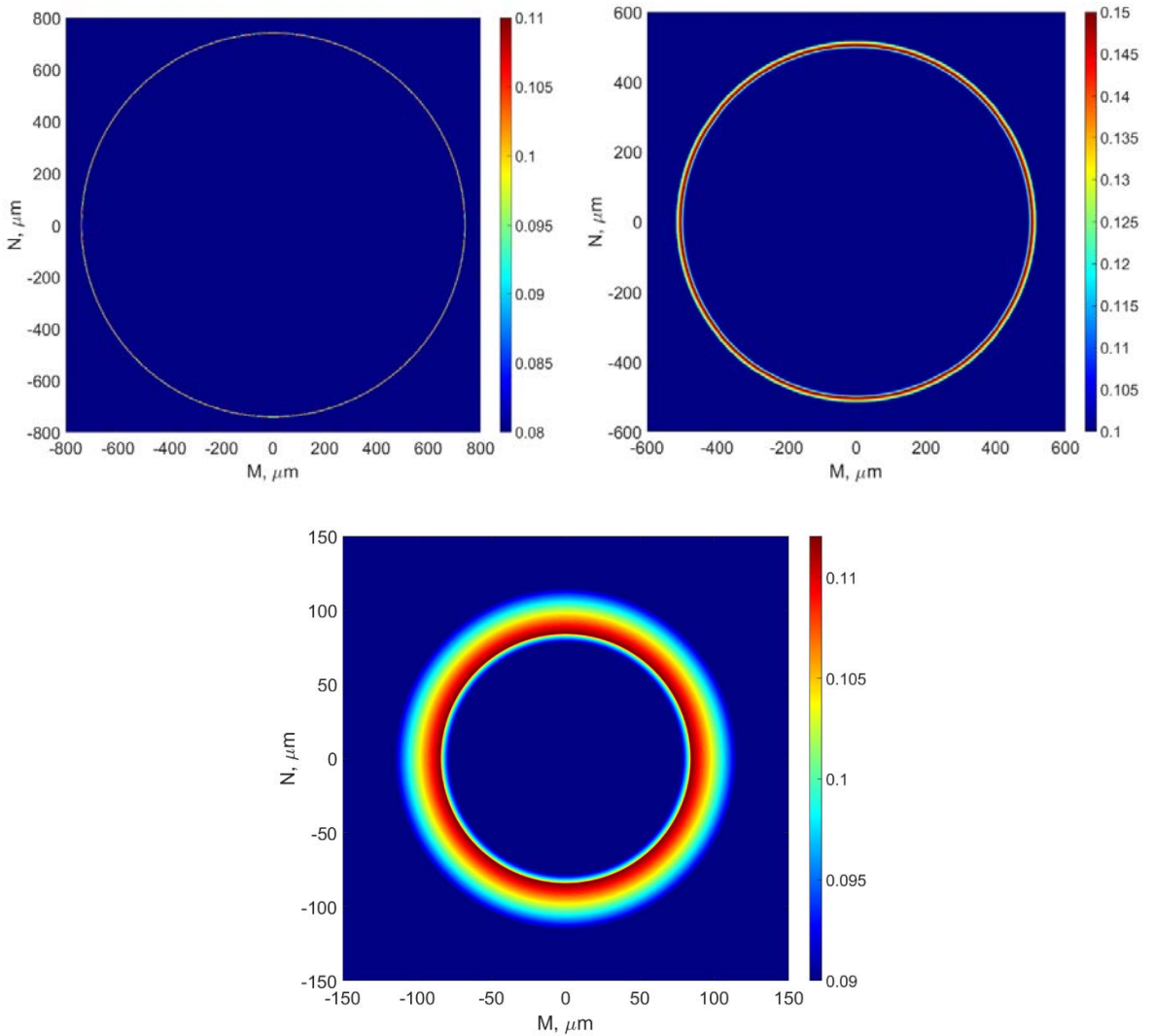


Рис. 6. Интенсивность, поглощаемая слоем возмущения, направлена вдоль оси z

На этом изображении показана картина возмущений в первичной мишени на последней стадии сжатия, близкой к коллапсу. На ней четко виден слой возмущения в первичной мишени. Эти изображения показывают динамику развития слоя возмущения в первичной мишени. Как видно из изображения на рис. 6,а, разрешения этой модели достаточно для определения толщины слоя в момент, когда возмущение только начинает развиваться. Определим уменьшение выхода нейтронов ЛТС при возникновении в нем неустойчивости. Для этого запишем зависимость выхода нейтронов от степени сжатия первичной мишени:

$$Y = 4,5 \cdot 10^5 \rho_0^2 \delta^{2/3} R_0 T_i \exp\left(-\frac{19}{T_i}\right) \quad (5)$$

где  $\delta = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V}{V_0}$  – степень сжатия первичной мишени,  $T_i$  – температура ионов,  $\rho$  – плотность газовой

части первичной мишени,  $\rho_0$  – начальная плотность газовой части первичной мишени,  $R_0$  – начальный радиус мишени:

$$\frac{Y_{RT}}{Y_1} = \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \quad (6)$$

где  $Y_{RT}$  – нейтронный выход в случае развития неустойчивости,  $Y_1$  – нейтронный выход в случае без развития неустойчивости. То есть в этом приближении выход нейтронов уменьшился на 71 % из-за развития неустойчивости.

### Заключение

При диагностике первичной сжатой мишени рентгеновским излучением было установлено, что если в ней развиваются неустойчивости, то меняется ее изображение. Изменение изображения проявляется в том, что на нем становится виден слой смешения плотной и разреженной частей мишени. Представленная схема диагностирования первичной мишени позволяет определить наличие слоя возмущения в первичной мишени. Пространственное разрешение этой схемы составляет 2 мкм, что позволяет обнаружить слой возмущения в первичной мишени на начальных стадиях ее развития. Определение толщины слоя возмущения в первичной мишени необходимо для диагностики сжатия, а также для определения важнейшего параметра ЛТС – энерговыхода, уменьшение которого связано, в том числе, с появлением неустойчивостей в первичной мишени. Путем сравнения расчетного выхода нейтронов и выхода нейтронов, полученного в результате эксперимента, можно установить, имелись ли в мишени другие виды возмущений, которые также могли привести к дополнительному снижению выхода нейтронов.

### Список литературы

1. Andreev A. A., Bepalov D. S., Platonov K. Yu., Sedov M. V., Diagnostic of ICF target inhomogeneous compression by characteristic X-ray radiography, Optics and Spectroscopy 2022, submitted.
2. Lindl J. et al., Phys. of Plasmas 11, 339 (2004).
3. Lindl J. D., Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).
4. Беленький С. З., Фрадкин Е. С. В сб. Труды ФИАН, 29, 207 (1965).

## РЕГИСТРАЦИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВКАХ ИНСТИТУТА ЛАЗЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*Бобков Максим Анатольевич, Калинычев Анатолий Евгеньевич, Карпов Геннадий Викторович,  
Ломтев Сергей Сергеевич, Прохоров Дмитрий Сергеевич, Салатов Евгений Анатольевич,  
Тырзова Екатерина Алексеевна (karpov@elph.vniief.ru), Шаталин Алексей Андреевич*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

Приведены результаты измерения коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в быстрые электроны, генерируемые в металлической мишени на установке ЛУЧ. Для измерения использовались магнитные электронные спектрометры и дозиметрические датчики типа ИС-7, располагаемые на металлических дугах на расстоянии 100 мм от мишени. На установке ИСКРА-5 поток быстрых электронов имеет узкую направленность, поэтому использовалась транспортировка быстрых электронов в однородном магнитном поле на метровое расстояние от мишени до плоскости торцевого фланца, где располагались плотно прилегающие друг к другу датчики типа ДТГ-4. В докладе представлены результаты первых экспериментов по магнитной транспортировке быстрых электронов на метровое расстояние от мишени.

**Ключевые слова:** быстрые электроны, однородное магнитное поле, лазерное излучение.

## HIGH-ENERGY ELECTRONS REGISTRATION AT THE LASER FACILITIES OF THE INSTITUTE OF LASER PHYSICS

*Bobkov Maksim Anatolyevich, Kalinychev Anatoly Yevgenyevich, Karpov Gennady Victorovich,  
Lomtev Sergej Serseevich, Prokhorov Dmitriy Sergeevich, Salatov Evgeniy Anatolyevich,  
Tyrzova Ekaterina Alekseevna (karpov@elph.vniief.ru), Shatalin Aleksey Andreevich*

FSUE "RFNC-VNIIEF", Sarov, Nizhny Novgorod region, Russia

In the paper there are presented the results of measuring the conversion coefficient of laser radiation energy into high-energy electrons generated in a metal target at the LUCH facility. Magnetic electron spectrometers and dosimetry detector of the IS-7 type, located on metal arcs at a distance of 100 mm from the target, were used for measurements. At the ISKRA-5 facility, the flow of high-energy electrons has a narrow directionality; therefore, high-energy electrons were transported in isotropic magnet field over a distance of one meter from the target to the plane of the end flange, where detector of the DTG-4 type were located tightly adjacent to each other. The report presents the results of the first experiments on the magnetic transport of high-energy electrons at a distance of one meter from the target.

**Key words:** high-energy electrons, isotropic magnet field, laser radiaton.

## Введение

При взаимодействии интенсивного лазерного излучения (ЛИ) с мишенями генерируются быстрые электроны, количество и энергия которых зависят от длины волны ЛИ. Чем меньше длина волны, тем меньшая часть энергии ЛИ преобразуется в быстрые электроны. Для задач термоядерного обжата лазерных мишеней быстрые электроны являются нежелательным фактором, поскольку они вызывают преждевременный разогрев мишени, препятствующий её сжатию. Поэтому при создании лазерных термоядерных установок стремятся уменьшить длину волны ЛИ. Одна из первых установок этого класса – установка ИСКРА-5 имеет рабочую длину волны  $\lambda = 1,315$  мкм, соответствующую первой гармонике излучения Nd-лазера. Следующие за ней установки ЛУЧ и создаваемая установка МИК имеют  $\lambda = 0,53$  мкм, соответствующую второй гармонике излучения неодимового лазера. Аналогичная тенденция прослеживается и для американских лазерных установок. Так, для установок OMEGA и NIF выбрана рабочая длина волны  $\lambda = 0,35$  мкм, соответствующая третьей гармонике излучения. Прорабатывается перспектива дальнейшего уменьшения рабочей длины волны [1] за счет перехода на четвертую гармонику излучения.

Вместе с тем, существует ряд задач, связанных с решением вопросов радиационной стойкости и вопросов возбуждения интенсивного электромагнитного излучения, для которых генерирование быстрых электронов приводит к существенным положительным результатам. В связи с этим, представляет интерес уточнение зависимости от длины волны  $\lambda$  эффективности передачи энергии ЛИ быстрым электронам. Для этого могут использоваться магнитные спектрометры [2] в совокупности с калиброванными дозиметрическими датчиками типа ДТГ-4 или ИС-7 [3], [4]. Магнитные спектрометры позволяют оценить эффективную энергию электронов, по показаниям дозиметрических датчиков можно определить флюенс и общее число быстрых электронов. Наиболее просто это можно сделать на установке ЛУЧ, для которой характерно квазиизотропное испускание быстрых электронов из лазерной мишени. Измерив электронный флюенс в каком-то выделенном направлении, можно легко оценить общее число электронов, вылетевших из мишени. Для установки ИСКРА-5 подобный метод измерения напрямую неприменим, поскольку поток быстрых электронов имеет узкую направленность. В этом случае полное число быстрых электронов можно измерить, поместив лазерную мишень во внешнее соленоидальное магнитное поле и обеспечив транспортировку электронов до торцевого фланца вакуумной камеры, где располагаются плотно прилегающие друг к другу дозиметрические датчики.

В данной работе описан метод измерения полного числа быстрых электронов на установке ЛУЧ и результаты эксперимента по транспортировке быстрых электронов на стенде МКВ-4 установки ИСКРА-5.

### Используемые методики измерения

Для регистрации энергетического распределения электронов в диапазоне энергий от 1 до 100 кэВ использовался магнитный спектрометр СЭ-1/100. Схема спектрометра показана на рис. 1.

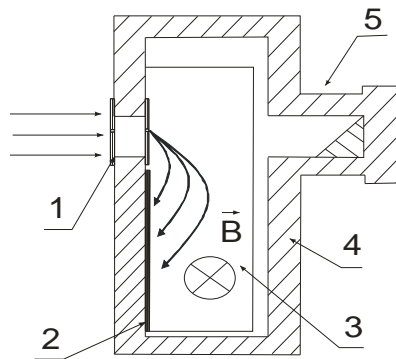


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра: 1 – входное отверстие, 2 – рентгеновская пленка, 3 – область с магнитным полем, 4 – корпус, 5 – световая ловушка

Быстрые электроны проходят через входное отверстие (1), отклоняются под действием поля постоянного магнита и попадают на рентгеновскую пленку (2), вызывая её почернение после проявки. Электроны с разными энергиями попадают на рентгеновскую пленку на разных расстояниях от входного отверстия вследствие зависимости радиуса кривизны траектории заряженной частицы от величины её импульса. Благодаря этому, спектрометр можно отградуировать и по распределению плотности почернения пленки определять энергетическое распределение электронов. Прибор собран в светонепроницаемом корпусе и дополнительно оснащен специальной световой ловушкой. В экспериментах использовалась рентгеновская пленка типа Kodak.

Дозовые измерения проводились с помощью датчиков на основе стекол ИС-7 диаметром 8 мм и монокристаллов  $LiF$  диаметром 4,5 мм. В качестве конвертера используется алюминиевая фольга толщиной 60 мкм, предотвращающая прямое попадание на стекло быстрых электронов. В конвертере энергия электронов измеряемого потока преобразуется в рентгеновское излучение, поглощаемое затем в дозиметрическом стекле. После опыта значение поглощенной дозы считывается по стандартной методике с помощью специальных приборов. На рис. 2 показана схема измерения дозиметрическим датчиком и габариты датчика на основе стекла ИС-7.

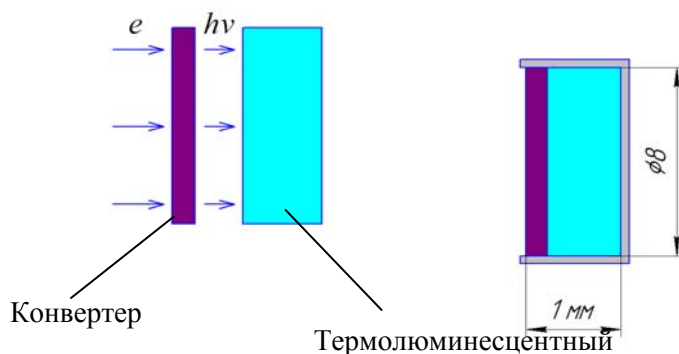


Рис. 2. Схема измерения и габариты датчика на основе стекла ИС-7

Для перехода от измеренных доз к соответствующим значениям электронного флюенса датчики калибровались в статических потоках моноэнергетичных электронов. Для этого использовался электронный микроскоп, в котором создавались потоки электронов с энергиями 25, 50 и 75 кэВ. Калибруемый датчик помещался в вакуумный объем электронного микроскопа под поток ускоренных электронов. Измерялись ток электронов, попадающих на датчик за время экспозиции и доза рентгеновского излучения, поглощаемая за это время дозиметрическим стеклом. По токовым измерениям определялось количество попадающих на датчик электронов и вычислялся коэффициент  $K$  пересчета электронного флюенса  $\Phi$  по поглощенной дозе  $D$ ,

$$\Phi = K \cdot D \quad (1)$$

В калибровочных экспериментах электронный флюенс определяется по формуле,

$$\Phi = \frac{Q}{S \cdot e} = \frac{I_e \cdot t_{\text{эксп}}}{S \cdot e}, \quad (2)$$

где  $I_e$  – электронный ток на входное окно датчика,  $t_{\text{эксп}}$  – время экспозиции,  $S$  – площадь окна датчика,  $e$  – заряд электрона. Для проведения достаточно достоверной калибровки необходимо было решить две проблемы – это корректное измерение электронного тока быстрых электронов и корректное измерение дозы рентгеновского излучения, генерируемого в фольговом конвертере. Проблема токовых измерений связана с тем, что быстрые электроны, попадая на входное окно датчика, выбивают вторичные электроны, создающие паразитный ток, в общем случае сравнимый с током первичных электронов. Проблема дозовых измерений обусловлена наличием внутри микроскопа достаточно интенсивного рентгеновского фона, связанного с попаданием ускоренных электронов на различные конструкционные элементы внутри вакуумного объема микроскопа. Первая проблема решается путем подачи на измерительный датчик сравнительно небольшого положительного потенциала, запирающего ток вторичных электронов. Для решения второй проблемы используются



фоновые датчики, располагаемые вне потока быстрых электронов. Схема калибровочных измерений приведена на рис. 3.

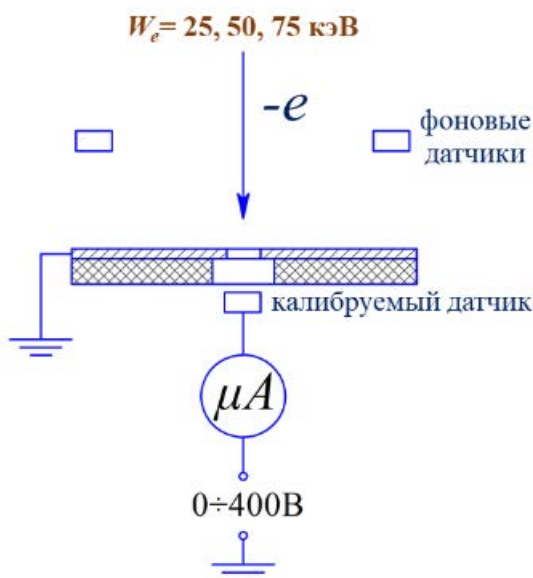


Рис. 3. Схема калибровки датчиков

Для описываемых измерений наибольший интерес представляет конвертер толщиной 56 мкм, поскольку при этом полностью поглощаются все попадающие на него быстрые электроны. В результате калибровки для такого конвертера определены три значения коэффициента пересчета  $K$ .

- $K = K_1 = 27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ рад}^{-1}$ ,  $w_e = 25 \text{ кэВ}$ ;
- $K = K_2 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ рад}^{-1}$ ,  $w_e = 50 \text{ кэВ}$ ;
- $K = K_3 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ рад}^{-1}$ ,  $w_e = 75 \text{ кэВ}$ .

Для немоноэнергетичных электронных потоков процедура вычисления флюенса по поглощенной дозе может быть разной. Например, по нескольким калибровочным точкам можно построить приближенную зависимость  $K(w_e)$  и далее использовать её в численных расчетах для нахождения флюенса. Можно указать менее точный метод, позволяющий сравнительно быстро проводить грубую оценку флюенса по поглощенной дозе. При таком подходе измеряемый поток разбивается условно на несколько групп, в нашем случае три группы с энергиями  $12,5 \text{ кэВ} \leq w_e \leq 37,5 \text{ кэВ}$ ,  $37,5 \text{ кэВ} \leq w_e \leq 62,5 \text{ кэВ}$  и  $62,5 \text{ кэВ} \leq w_e \leq 87,5 \text{ кэВ}$ , каждая из которых дает свой вклад в суммарный флюенс,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = \Phi_1 + \alpha \cdot \Phi_1 + \beta \cdot \Phi_1 \quad (3)$$

Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  выбираются исходя из энергетического распределения, получаемого с помощью магнитного спектрометра. Каждой из групп приписывается свое значение коэффициента пересчета,  $K = K_1$ ,  $K = K_2$  и  $K = K_3$ . Измеряемую дозу также можно разбить на три части и записать в виде,

$$D = D_1 + D_2 + D_3 = \Phi_1/K_1 + \Phi_2/K_2 + \Phi_3/K_3 \quad (4)$$

Используя (3), (4), нетрудно определить связь между суммарным флюенсом  $\Phi$  и суммарной поглощенной дозой  $D$  для немоноэнергетичного электронного потока,

$$\Phi = D \frac{(1 + \alpha + \beta)}{\left( \frac{1}{K_1} + \frac{\alpha}{K_2} + \frac{\beta}{K_3} \right)} \quad (5)$$

Определенный таким способом результирующий коэффициент пересчета для нашего случая составляет  $\sim 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ рад}^{-1}$ .

## Эксперименты на установке ЛУЧ

На установке ЛУЧ эксперименты проводились на второй гармонике излучения неодимового лазера,  $\lambda_2 = 527$  нм. Камера перед опытом откачивалась до давления  $\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$  Тор, лазерный луч фокусировался на мишени до 100 мкм. На рис. 4 приведены данные по двум экспериментам, полученные при расположении датчиков флюенса на расстоянии 100 мм от лазерной мишени. В первом эксперименте интенсивность лазерного излучения на мишени составила  $\sim 1,2 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при подведенной лазерной энергии к мишени 230 Дж. Во втором эксперименте интенсивность излучения на мишени составила  $\sim 1,6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при подведенной энергии к мишени 310 Дж.

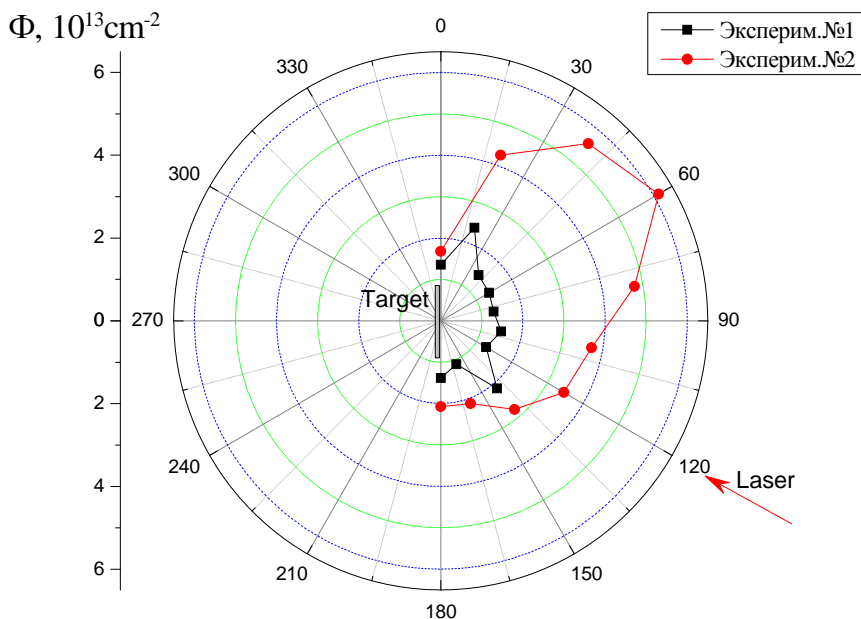


Рис. 4. Результаты измерения флюенсов на установке ЛУЧ

Максимальное значение электронного флюенса, измеренное в первом эксперименте с помощью стекол ИС-7, составило около  $2,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Максимальное значение электронного флюенса во втором эксперименте равно около  $6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Средние по направлениям значения флюенсов электронов в первом и во втором экспериментах составляют соответственно  $10^{13}$  и  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Учитывая примерно изотропный характер разлета электронов от мишени, общее число их для первого эксперимента оценивается как  $N_e \sim 0,6 \cdot 10^{16}$ , для второго эксперимента  $N_e \sim 2,5 \cdot 10^{16}$ . На основании измеренных с помощью магнитных спектрометров энергетических распределений быстрых электронов, среднюю энергию единичного электрона полагаем равной 10 кэВ =  $1,6 \cdot 10^{-15}$  Дж. Тогда полное энергосодержание быстрых электронов  $W_e$  для первого эксперимента оценивается в 9,6 Дж, для второго эксперимента  $W_e \sim 40$  Дж. Соответственно, коэффициент конверсии  $K_{\text{конв.}}$  лазерной энергии в быстрые электроны для первого эксперимента можно принять равным 4,2 %, для второго эксперимента  $K_{\text{конв.}} = 12,9$  %.

Аналогичные оценки по результатам первого эксперимента на установке МИК показывают, что коэффициент конверсии лазерной энергии в быстрые электроны здесь близок к реализованному на установке ЛУЧ и находится на уровне около 10 %.

### Эксперименты на стенде МКВ-4 установки ИСКРА-5

Эксперименты проводились на стенде МКВ-4 лазерной установки ИСКРА-5 по схеме, представленной на рис. 5.

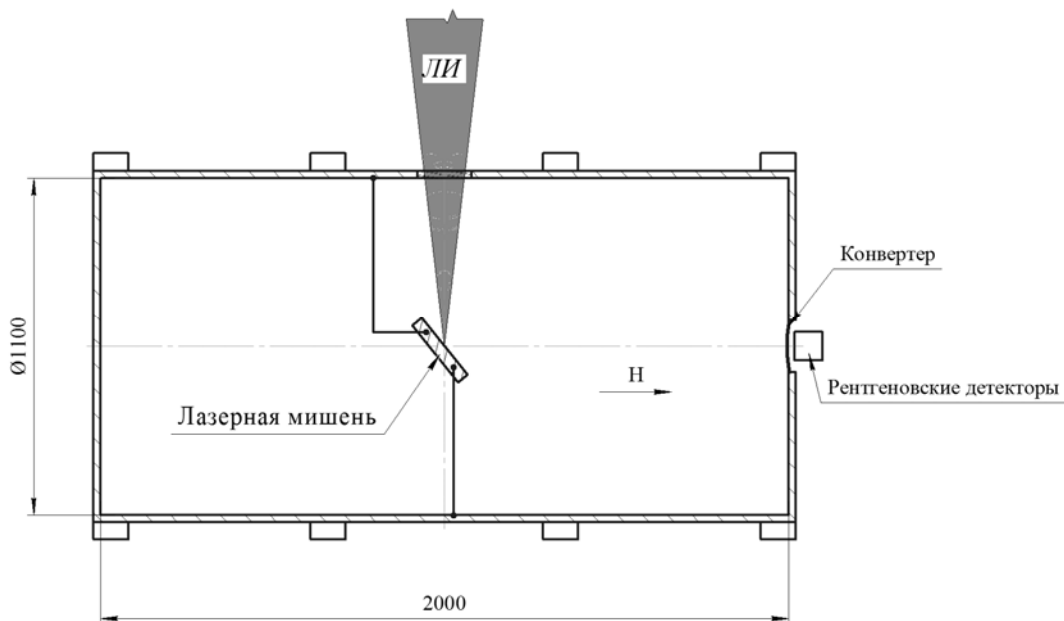


Рис. 5. Схема экспериментов по транспортировке быстрых электронов от лазерной мишени

Использовалась вакуумная камера, откачиваемая до  $10^{-5}$  Торр, и магнитная система стэнда, создающая внутри камеры соленоидального магнитного поля с различными параметрами при максимальной напряженности до 2,5 кЭ. Генерация лазерного излучения осуществлялась на первой гармонике  $\lambda_1 = 1315$  нм. Энергия лазерного излучения находилась в пределах от 300 до 350 Дж при длительности импульса 0,5 нс. В отсутствие магнитного поля потоки быстрых электронов на установке ИСКРА-5, имеют узкую направленность [5]. На рис. 6 приведена характерная диаграмма направленности электронного потока.

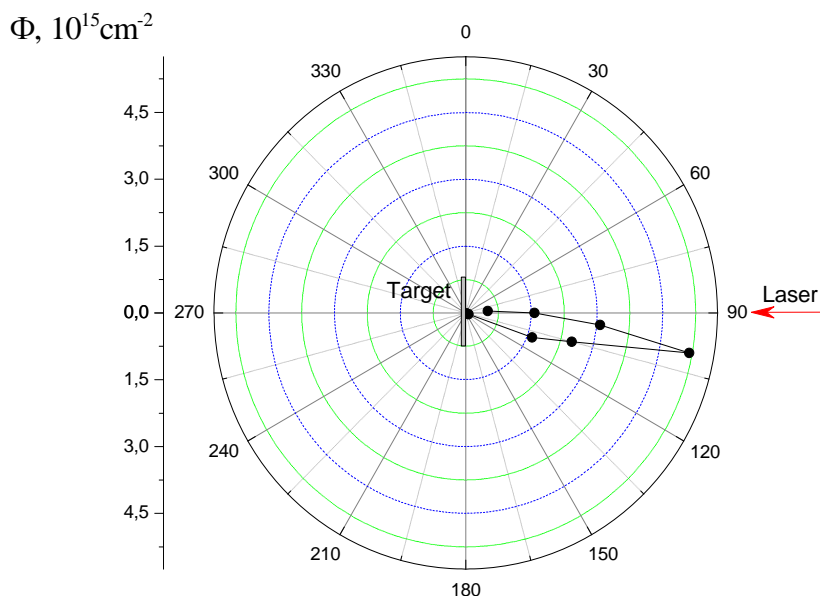


Рис. 6. Диаграмма направленности быстрых электронов на установке ИСКРА-5 в отсутствие магнитного поля [5]

В условиях узкой направленности электронного потока измерение полного количества быстрых электронов тем же методом, что и на установке ЛУЧ, затруднительно из-за необходимости прецизионного измерения углового распределения скоростей в электронном потоке. В связи с этим,

использовался другой метод измерений, который можно пояснить с использованием схемы, приведенной на рис. 5. Лазерное излучение, вводимое в камеру через боковое окно, фокусируется на плоскую металлическую мишень, находящуюся в соленоидальном магнитном поле напряженностью около 1 кЭ, создаваемом внешними катушками. Благодаря соленоидальному магнитному полю, быстрые электроны двигаются вдоль магнитных силовых линий, проходя метровое расстояние и достигая торцевого фланца, в центральной части которого герметично закреплен металлический электрон-рентгеновский конвертер. При взаимодействии быстрых электронов с материалом конвертера генерируется тормозное рентгеновское излучение, выходящее за пределы вакуумной камеры. Поскольку все выходящие из мишени быстрые электроны двигаются вдоль магнитного поля, по измеряемой дозе тормозного излучения на наружной стороне конвертера можно судить о полном числе быстрых электронов, покидающих лазерную мишень. На рис. 7 приведены дозовые показания датчиков с кристаллами  $LiF$  в количестве 169 штук, мозаично расположенными на внешней поверхности электрон-рентгеновского конвертера. Для этих измерений конвертер выполнен в виде пластины из сплава АМГ-6 толщиной 0,95 мм. Энергия лазерного излучения в данном эксперименте составила 250 Дж при интенсивности в пятне фокусировки  $2,1 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

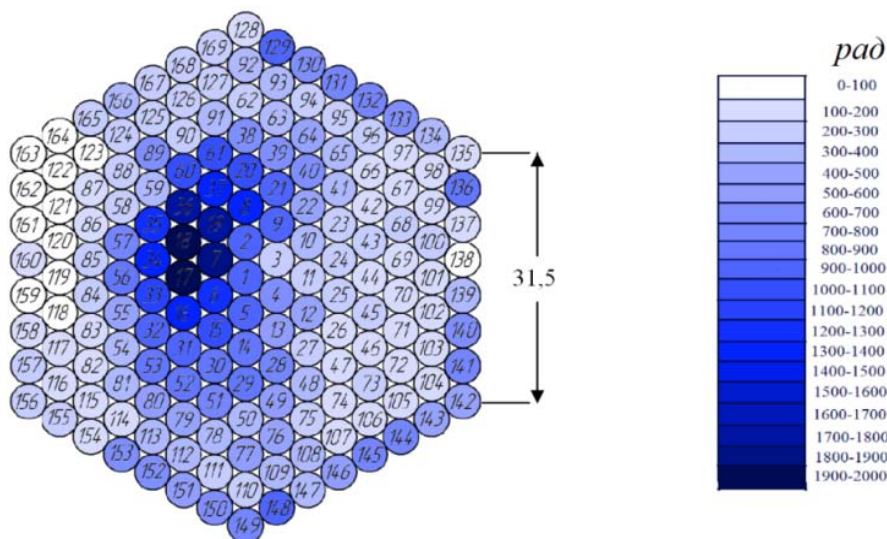


Рис. 7. Дозовые показания мозаично расположенных датчиков с дозиметрами  $LiF$

Значения поглощенной дозы на разных участках площади, занятой дозиметрами, находятся в диапазоне от 20 рад до 2 крад. Судя по тому, что измеренные значения дозы не спадают до нуля на краях этой площади, какая-то часть быстрых электронов попадает на конвертер за пределами мозаично расположенных кристаллов  $LiF$ . Другими словами, суммируя количество электронов  $N_{ei}$ , попадающих на площадь  $S$  единичного дозиметра,  $N_e = \sum N_{ei} = S \cdot \sum \Phi_i = S \cdot K \cdot \sum D_i$ , по измерениям поглощенной дозы  $D_i$ , мы определяем в данном случае не полное число быстрых электронов, выходящих из лазерной мишени, а только ту часть, которая попадает на площадь с дозиметрами. Коэффициент  $K$  пересчета флюенса  $\Phi_i$  по поглощенной дозе,  $\Phi_i = K \cdot D_i$ , выбираем равным  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>·рад<sup>-1</sup> с учетом того, что в конвертере из пластины АМГ-6 рентгеновское излучение дополнительно ослабляется в 3–4 раза по сравнению с фольгой толщиной 50 мкм. Учитывая, что рабочая площадь единичного дозиметра  $S = 0,16$  см<sup>2</sup>, а суммарное значение измеренных доз,  $\sum D_i = 8 \cdot 10^4$  рад, получаем  $N_e = 6,4 \cdot 10^{16}$ . Полагая для оценок энергию единичного быстрого электрона, как и для установки ЛУЧ, равной  $w_e = 10$  кэВ =  $1,6 \cdot 10^{-15}$  Дж, находим полную энергию быстрых электронов,  $W_e = w_e \cdot N_e \approx 100$  Дж. Отсюда следует, что коэффициент конверсии лазерной энергии в быстрые электроны равен около 40 %, поскольку полная энергия лазерного излучения в этом эксперименте равна 250 Дж. Учитывая весьма приближенный характер оценок можно сказать, что в данном случае  $K_{конв.} = (40 \pm 10)$  %.

## Заключение

Результаты измерений параметров быстрых электронов на лазерных установках ИЛФИ позволяют провести сравнение этих установок по коэффициентам конверсии  $K_{\text{конв.}}$  лазерной энергии в быстрые электроны. Для полноты картины использовались также данные по  $K_{\text{конв.}}$ , полученные ранее на установке ЛУЧ, а также на американской установке OMEGA [6]. Совокупные данные приведены в таблице.

### Коэффициенты конверсии $K_{\text{конв.}}$ лазерной энергии в быстрые электроны

Тип установки	OMEGA <sup>6)</sup>			ЛУЧ <sup>5)</sup>			МИК <sup>*)</sup>	ИСКРА-5
Длина волны излучения $\lambda$ , мкм	0,35			0,527			0,527	1,315
Интенсивность излучения на мишени, $10^{15}$ Вт/см <sup>2</sup>	0,22	0,5	1,2	$\geq 0,1$	1,2	1,6	0,5	2,1
Коэффициенты $K_{\text{конв.}}$ для разных установок, %	0,1	1	3	0,1	4	13	10	30÷50

\*) Эксперимент на установке МИК от 28.12.2021.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что найденные значения  $K_{\text{конв.}}$  согласуются с измеренными ранее коэффициентами конверсии на установках ИЛФИ, а также на американской установке OMEGA. Показано, что на строящейся установке МИК коэффициент конверсии лазерной энергии в быстрые электроны, в конечном итоге, должен быть не меньше, чем на существующей установке ЛУЧ.

### Список литературы

1. Лыков В. А., Бакуркина Е. С., Карлыханов Н. Г., Рыкованов Г. Н., Химич И. А. и Черняков В. Е. Одномерные расчеты запасов по зажиганию мишеней прямого облучения для мегаджовульных установок с длиной волны лазерного излучения 0,35 мкм и 0,53 мкм. XIV Международная конференция «Забабахинские научные чтения», 2019.
2. Бессараб А. В., Горбунов А. А., Марцовенко Д. И., Стародубцев А. А., Сунгатуллин Р. Р. // ПТЭ. 2010. № 2. С. 110.
3. Термолюминесцентные монокристаллические детекторы ДТГ-4, Паспорт ЖБИТ5.180.001ПС, ООО «НПО «ЦЕНТРОТЕХ», 2020.
4. Бочвар И. А., Гимадова Т. И., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. М.: Атомиздат, 1977.
5. Бродская В. А., Галанова Е. А. и др. // ПТЭ. 2019, № 5. С 76–80.
6. Froula D. H., Michel D. T., Igumenshchev I. V., Hu S. X., Yaakobi B., Myatt J. F., Edgell D. H., Follet R., Glebov V. Yu., Goncharov V. N., Kessler T. J., Maximov A. V., Radha P. V., Sangster T. C., Seka W., Short R. W., Solodov A. A., Sorce C. And Stoeckl C. Laser-plasma interactions in direct-drive ignition plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion 54 (2012) 124016 (9ppt).

# ШИРОКОАПЕРТУРНЫЕ ФОТОПРОВОДЯЩИЕ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ГИБРИДНЫХ ПЕРОВСКИТОВ

*В. В.<sup>1</sup> Булгакова, В. В.<sup>1</sup> Букин, П. А.<sup>1</sup> Образцов, П. А.<sup>1</sup> Чижов, А. А.<sup>1</sup> Ушаков, С. В.<sup>1</sup> Гарнов*

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук,  
Россия, г. Москва, 119991

Наиболее распространенным и перспективным источником терагерцового (ТГц) излучения являются фотопроводящие антенны. Эти источники представляют собой относительно мощные широкополосные импульсные излучатели с высоким пондеромоторным потенциалом [1]. Повышение эффективности таких источников за счет улучшения конструкции или использования новых полупроводниковых материалов в качестве подложки является одной из основных целей текущих исследований. Органо-неорганические перовскиты представляют собой новый класс гибридных полупроводниковых материалов, используемых для создания высокоэффективных солнечных элементов и светодиодов. Однако в терагерцовом диапазоне эти недорогие гибридные материалы практически не изучены, но представляют большой интерес для создания на их основе фотопроводящих антенн [2].

В данной работе был проведен полный цикл исследований включающий в себя синтез из растворов моно-кристаллов и поликристаллических пленок галогенидов метиламмония йодида и бромида свинца ( $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$  ( $\text{MAPbI}_3$ ) и  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  ( $\text{MAPbBr}_3$ )) (выполненный коллегами из ИТМО), определение их стационарных и нестационарных оптических свойств (при оптическом возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами), разработку новых устройств на основе исследуемых материалов и измерение их характеристик. Комбинация оптической и терагерцовой спектроскопии свременным разрешением позволили определить время жизни ( $\sim 360$  пс) и подвижность носителей заряда ( $\mu = 88$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$  для  $\text{MAPbBr}_3$  и  $\mu = 58$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$  для  $\text{MAPbI}_3$ ) при комнатной температуре используя неинвазивный метод. Основным результатом работы стала демонстрация использования гибридных материалов со структурой перовскита в качестве терагерцовых фотопроводящих антенн. В результате проведенного исследования впервые продемонстрирована генерация импульсов терагерцового излучения с использованием фотопроводящих антенн на основе гибридных перовскитов при их возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами на длинах волн 400 нм и 800 нм. Методом спектроскопии во временной области было измерена зависимость напряженности электрического поля ТГц импульсов от времени. Проведено сравнение антенн из различных материалов. Получены зависимости энергии терагерцовых импульсов от энергии оптических импульсов. Определены значения пространственной плотности энергии оптического излучения, при которой происходит выход на насыщение ( $F_{\text{нас}} = 0,194$   $\text{мДж}/\text{см}^2$  для  $\text{MAPbBr}_3$  и  $F_{\text{нас}} = 0,293$   $\text{мДж}/\text{см}^2$  для  $\text{MAPbI}_3$ ). Полученные результаты демонстрируют возможность применения гибридных перовскитов для создания на их основе масштабируемых ТГц фотопроводящих устройств.

## Список литературы

1. Ropagnol X. et al., «Intense THz pulses with large ponderomotive potential generated from large aperture photoconductive antennas», *Opt. Exp.*, 24(11), 11299-11311 (2016).
2. Grätzel, M. The light and shade of perovskite solar cells. *Nat. Mater.* 2014, 13, 838–842.
- Образцов П. А., Lyashenko D., Chizhov P. A., Konishi K., Nemoto N., Kuwata-Gonokami M., Welch E., Образцов А. Н., Zakhidov A. Ultrafast zero-bias photocurrent and terahertz emission in hybrid perovskites. *Commun. Phys.* 2018, 1, 14.

# ЛАЗЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*И. Н. Бурдонский<sup>1,4</sup>, А. Г. Леонов<sup>1</sup>, В. Н. Юфа<sup>1,4</sup>, А. М. Садовский<sup>1,2</sup>, Д. А. Петушков<sup>2,3</sup>*

1. Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет) МФТИ, Москва, Россия

2. ИКИ РАН Москва, Россия

3. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

4. АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ

Представлены результаты экспериментальных исследований по определению критерия разрушения каменных и ледяных мишеней, имитирующих вещество астероидов и комет. Проведено исследование влияния низкой температуры мишени на величину критерия разрушения ледяных, и хондритовых (каменных) мишеней при воздействии на них лазерного излучения с интенсивностью от  $10^{10}$  до  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для экспериментальных исследований использовался лазерный комплекс «Сатурн» [1], созданный Факультетом проблем физики энергетики МФТИ, ИКИ РАН, «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и базирующийся в ИКИ РАН. Мишени облучались в двух температурных диапазонах: ледяные – минус 26 °С и минус 155 °С; хондритовые – +22 °С и минус 155 °С.

Эксперименты продемонстрировали, что при качественном изменении характера разрушения охлажденных до минус 155 °С мишеней, величина энергетического критерия разрушения  $E_L/M_m$  (Дж/г) практически не имела критического изменения.

## Введение

В настоящее время проблема столкновения метеоритно-космических тел с Землей является весьма актуальной для человечества. Это связано с разрушительными последствиями падения астероидных тел на Землю и необходимостью оперативно реагировать в случае обнаружения этой угрозы, для уменьшения возможного ущерба и человеческих жертв. Необходимо отметить, что некоторые астероиды представляют смертельную опасность для человечества и нашей планеты в целом.

В последние десятилетия предлагались различные подходы к предотвращению столкновения Земли с астероидами, однако, наиболее эффективным способом защиты, по-видимому, является разрушение астероидов и комет. Под разрушением следует понимать их фрагментацию на мелкие осколки, которые либо сгорают в атмосфере, либо вообще пролетают мимо Земли. Как показано в [1, 2, 5–7], одним из наиболее эффективных средств воздействия остается разрушение астероидов под действием контактного ядерного взрыва или с помощью импульсов мощного лазерного излучения.

Понятно, что необходимым требованием к любому из возможных способов воздействия на астероид является гарантированное устранение угрозы катастрофы.

Необходимо отметить, что разброс «дневной» и «ночной» температур поверхности тела в космическом пространстве может меняться от плюс 150 °С до минус 180 °С в зависимости от его орбиты. Так, к примеру, «дневная» температура поверхности Луны составляет плюс 123 °С, а «ночная» минус 153 °С. Все это может привести к существенному изменению прочностных характеристик как каменных, так и ледяных мишеней. Как показано в [12] при температуре ледяной мишени порядка минус 20 °С критерий ее разрушения лежит в диапазоне от 15 до 40 Дж/г. Критерий разрушения каменных (хондритовых) мишеней при низких температурах в этой работе не рассматривался.

С целью решения этого вопроса в настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению критериев разрушения ледяных и каменных (хондритовых) мишеней, охлажденных до минус 150 °С, при воздействии на них лазерного излучения с интенсивностью от  $10^{10}$  до  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и проведено сравнение с ранее полученными [2, 12] значениями.

### Экспериментальная установка и мишени

Исследования проводились на лазерной установке «Сатурн» [1]. Все состав входят: мощная многокаскадная лазерная система на Nd<sup>3+</sup>-фосфатном стекле с автоматизированной системой накачки активной среды, вакуумная камера взаимодействия и диагностический комплекс. На выходе лазерное излучение имеет следующие параметры:  $E_L$  до 50 Дж,  $\lambda = 1,054$  мкм,  $\tau_L$  (FWHM) = 30 нс и расходимость  $\theta \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$  рад.

В экспериментах использовались искусственные хондритовые мишени сферической формы, предоставлены нам РФЯЦ ВНИИЭФ [2], а также мишени, изготовленные из льда. Химический состав вещества мишеней примерно соответствовал составу вещества метеорита «Челябинск», относящегося к классу обыкновенных хондритов, плотность мишеней составляла  $\sim 2,3$  г/см<sup>2</sup>, прочность на сжатие  $\sigma = 27$  МПа.

Ледяные макеты кубической формы с характерными размерами ребра порядка 7,5 мм устанавливались в определенное место массивного медного диска – мишенного узла, охлажденного в той же морозильной камере до температуры минус 26 °С и являющегося «аккумулятором холода». Для точного позиционирования узла служили запрессованные в термоизоляционную прокладку шарики. Для позиционирования мишени на горизонтальной поверхности мишенного узла был выфрезерован бортик. Такая конструкция позволяет при медленном охлаждении мишенного узла жидким азотом получить ледяные мишени с температурой минус 155 °С.

Контроль над температурой льда осуществлялся с помощью многоканального прецизионного измерителя температуры МИТ 8. Измерение температуры медного мишенного узла проводилось непосредственно перед установкой в экспериментальную вакуумную камеру и ее откачкой. Следует отметить, что в невакуумированной камере температура мишенного узла, стоящего на термоизоляции, увеличивалась со скоростью порядка 7,3 °С/ч.

### Эксперименты с ледяными мишенями

Были проведены серии экспериментов по облучению ледяных мишеней с отрицательной температурой порядка 20 °С и порядка 155 °С в диапазоне интенсивности облучения от  $10^{10}$  до  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для выяснения характера разрушения мишени диаметр пятна облучения изменялся от 750 до 100 мкм. Остаточное давление в экспериментальной камере составляло: – при температуре мишени минус 20 °С –  $P \sim 0,03$  тор; при температуре мишени минус 155 °С –  $P \sim 0,01$  тор.

В результате работ обнаружено, что при однократном воздействии лазерного импульса на мишень, порог ее разрушения ( $E_p$  – развал мишени на куски) практически не зависит от температуры мишени и находится в хорошем согласии с данными работы [12]. В таблице представлены усредненные по числу выстрелов в серии результаты этих экспериментов. Для расчета массы мишени были приняты следующие допущения: мишень кубической формы с ребром равным 7,5 мм; плотность льда равна 0,9 г/см<sup>3</sup>.

### Измерение порога разрушения мишени

T, °С	$\varnothing_{\text{пятна облучения}}$ (мкм)	$E_p$ (Дж)	I, (Вт/см <sup>2</sup> )	$E_p/S_{\text{облучения}}$ (Дж/см <sup>2</sup> )	E/M (Дж/г)
-20	750	20,8	$1,57 \times 10^{11}$	$4,71 \times 10^3$	54,782
-20	512	17	$2,75 \times 10^{11}$	$8,25 \times 10^3$	44,774
-20	312	14,6	$6,37 \times 10^{11}$	$1,91 \times 10^4$	38,453



$T, ^\circ\text{C}$	$\varnothing_{\text{пятна облучения}} \text{ (мкм)}$	$E_p \text{ (Дж)}$	$I, \text{ (Вт/см}^2\text{)}$	$E_p/S_{\text{облучения}} \text{ (Дж/см}^2\text{)}$	$E/M \text{ (Дж/г)}$
-20	106	13,6	$5,14 \times 10^{12}$	$1,54 \times 10^5$	35,819
-155	730	21	$1,67 \times 10^{11}$	$5,01 \times 10^3$	55,309
-155	530	18,3	$2,77 \times 10^{11}$	$8,31 \times 10^3$	48,198
-155	320	17	$7,05 \times 10^{11}$	$2,12 \times 10^4$	44,774
-155	105	16,4	$6,31 \times 10^{12}$	$1,89 \times 10^5$	43,193

Из таблицы следует:

1. С ростом площади облучения мишени энергия ее разрушения  $E_p$  увеличивается не существенно рис. 1;
2. При увеличении величины интенсивности облучения мишени критерий ее разрушения  $E_p/M$  не существенно уменьшается рис. 2;
3. Зарегистрирована слабая зависимость  $E_p$  и  $E_p/M$  от величины температуры мишени.

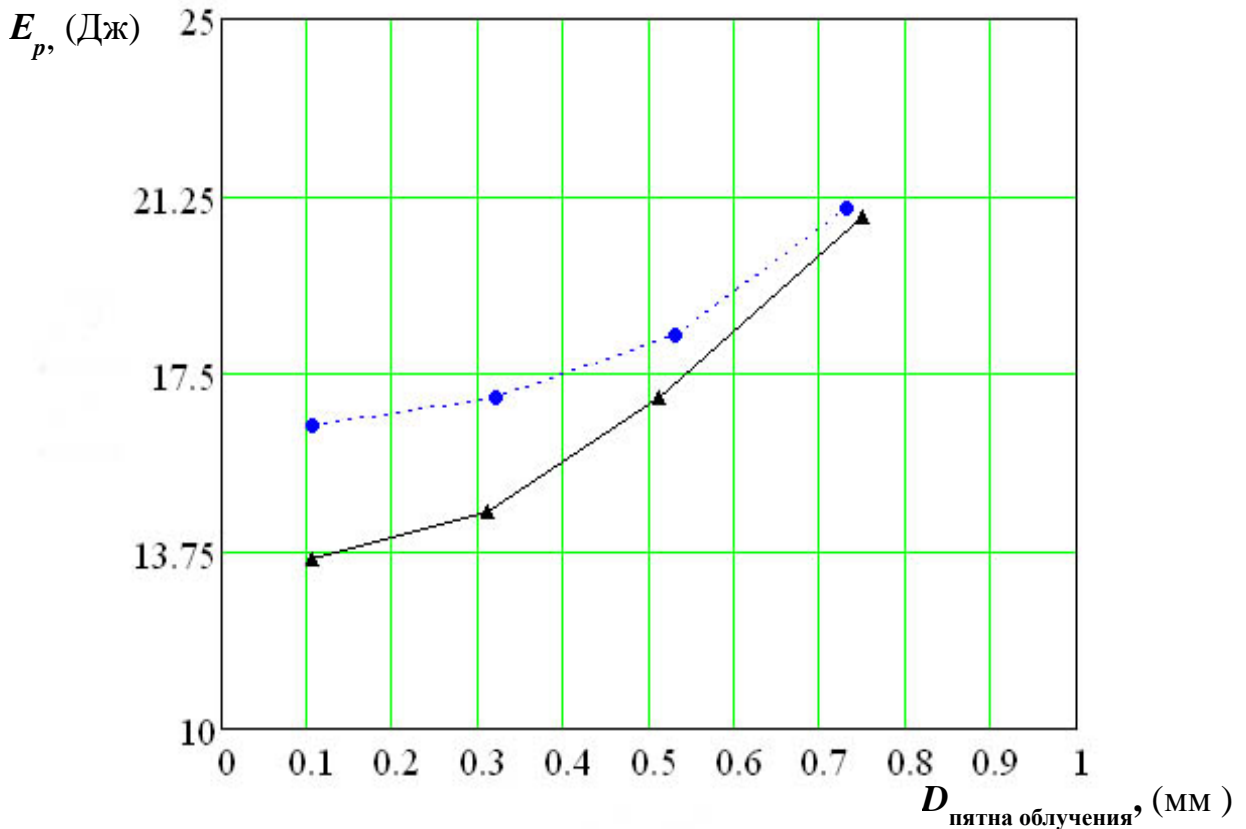


Рис. 1. Зависимость энергии разрушения  $E_p$  от размера пятна  $D$  лазерного излучения на мишени. Температура:

▲ — минус  $20^\circ\text{C}$ , ● — минус  $155^\circ\text{C}$

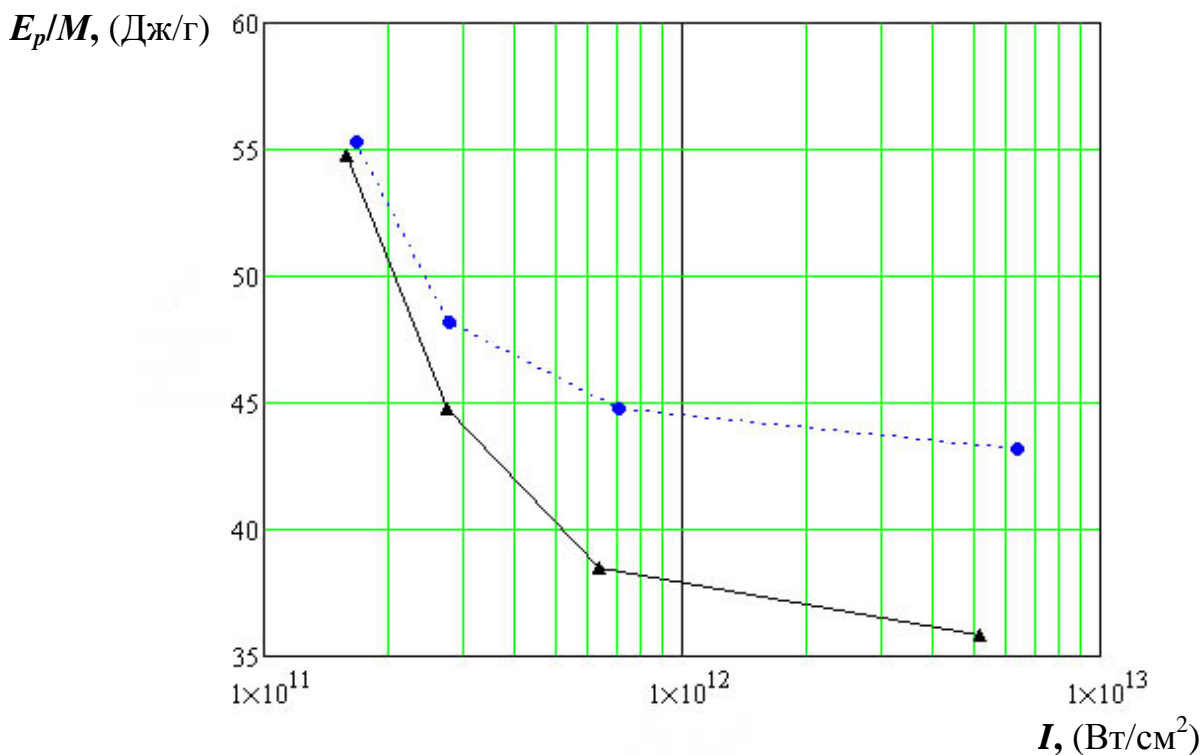
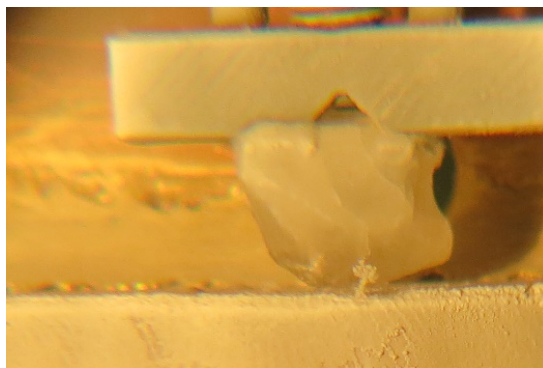


Рис. 2. Зависимость критерия разрушения  $E_p/M$  от интенсивности лазерного излучения на мишени. Температура:

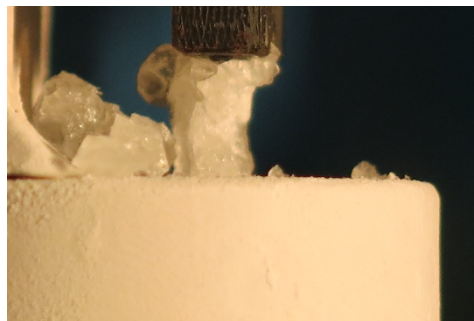
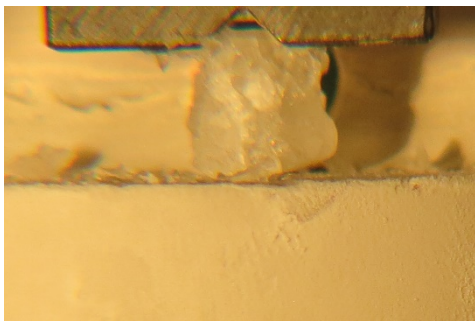
▲ – минус  $20^\circ\text{C}$ , ● – минус  $155^\circ\text{C}$

Для выяснения динамики возникновения разрушения ледяной мишени при разных отрицательных температурах были проведены серии стрельб с энергией облучения заведомо меньшей порога разрушения. В этих экспериментах, при последовательном увеличении энергии облучения, были обнаружены существенные различия в характере разрушения ледяных мишеней. Так, при облучении мишени с температурой  $\sim$  минус  $20^\circ\text{C}$  наблюдается последовательное «выедание» фронтальной поверхности и возникновение микротрещин, приводящих к дальнейшему расколу. В отличие от этого, у мишеней, охлажденных до минус  $155^\circ\text{C}$ , помимо «выедания» фронтальной поверхности, отчетливо наблюдаются откольные явления на тыльной поверхности. Характерные фотографии динамики разрушения ледяной мишени охлажденной до минус  $155^\circ\text{C}$  приведены на рис. 3.

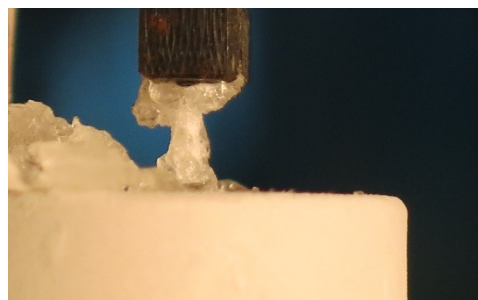
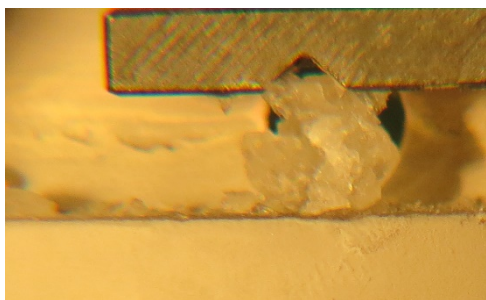


Мишень до выстрела

Рис. 3. Динамика разрушения ледяной мишени при температуре минус  $155^\circ\text{C}$ . Окончание рисунка на с. 44



Энергия облучения  $E = 13,4$  Дж



Энергия облучения  $E = 17,9$  Дж

Рис. 3. Окончание

Все это свидетельствует о возрастании скорости ударной волны, образовавшейся при взаимодействии, ее выходе на тыльную поверхность мишени и рождению волны разгрузки.

### Эксперименты с хондритовыми мишенями

В качестве мишеней использовались шарообразные искусственные модели, изготовленные в РФЯЦ-ВНИИЭФ, технология изготовления таких мишеней и их параметры подробно указаны в [2, 11], а их внешний вид до и после тех экспериментов приведен на рис. 4 и 5.

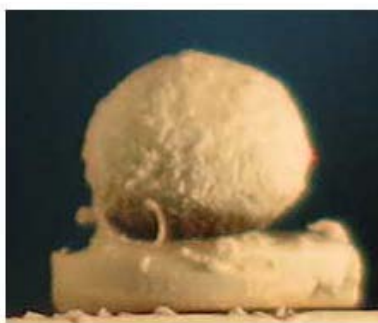
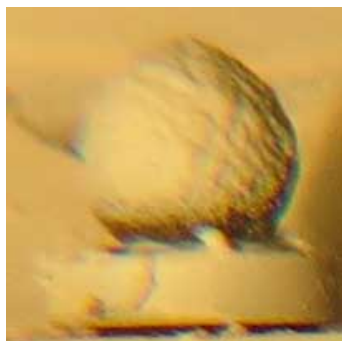


Рис. 4. Внешний вид мишеней

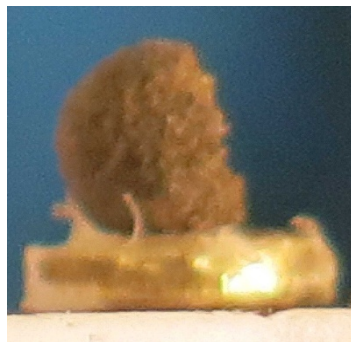
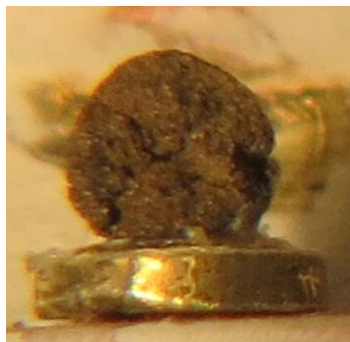


Рис. 5. Остатки шаровой мишени. Пятно фокусировки 160 мкм.  $E = 51,8$  Дж.  $T = -22^\circ\text{C}$

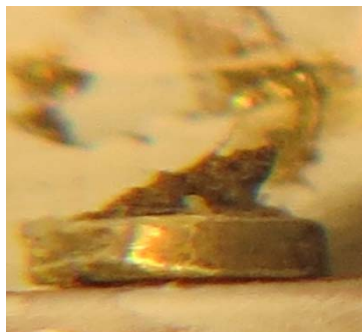
На рис. 6 приведены фотографии, демонстрирующие разрушение охлажденной до минус  $155^\circ\text{C}$  хондритовой мишени. Пятно фокусировки 160 мкм.  $E_p = 60,3$  Дж.



Фас и профиль до выстрела



Энергия облучения  $E = 40$  Дж



Энергия облучения  $E = 60,3$  Дж

Рис. 6. Разрушение хондритовой мишени.  $T$  – минус  $155$  °С,  $\varnothing$  –  $160$  мкм.  $E_p = 60,3$  Дж

Из проведенных экспериментов можно сделать вывод, что низкая температура хондритовой мишени несущественно влияет на величину энергии и критерия ее разрушения. Хотя сам характер разрушения немного меняется, так после второго выстрела в структуре мишени заметны появления разломов и глубоких каверн. В ранее проведенных экспериментах при комнатной температуре таких явлений не наблюдалось.

### Заключение

Проведенные исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с ледяными мишенями, охлажденными до температуры минус  $155$  °С, хоть и не сказались на существенном изменении критерия разрушения  $E/M$ , который оставался на уровне  $35\text{--}55$  Дж/г, что лежит в хорошем согласии с данными работы [12], но выявили существенные различия в характере возникающих повреждений, которые могут быть интересны и полезны для расчета величины необходимого уничтожающего заряда, а также для материаловедения и создателей различных инженерных и технологических проектов, предназначенных для эксплуатации в космическом пространстве при температуре минус  $155$  °С.

Величины энергии разрушения ( $E_p$ ) и критерия разрушения охлажденной до минус  $155$  °С хондритовой мишени, по сравнению с проведенными ранее при комнатной температуре исследованиями, не изменились. Заметные сильные изменения характера разрушения мишени, а именно возникнове-

ние больших трещин, каверн и разломов, свидетельствует о рождении ударной волны с большей величиной энергии, чем в случае экспериментов с мишенью при комнатной температуре, а отсутствие отскольного эффекта мы связываем с сильным затуханием в пористом веществе мишени.

Таким образом:

–  $E_p$  ледяного ядра комет лежит в диапазоне от 15 до 22 Дж. Наблюдается слабое (около 5 %) увеличение  $E_{раз}$  при охлаждении льда до температуры минус 155 °С;

–  $E_{рхондритовой}$  мишени не зависит от отрицательной температуры.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам ИЛФИ «РФЯЦ-ВНИИЭФ»: Е. Ю. Аристовой, С. Г. Гаранину, В. Н. Деркачу, В. Г. Рогачеву, П. В. Стародубцеву за постоянный интерес, ценные обсуждения и помощь в работе.

### Список литературы

1. Бурдонский И. Н., Гольцов А. Ю., Леонов А. Г., Макаров К. Н., Тимофеев И. С., Юфа В. Н. // Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез, том 36, выпуск 2. С. 8–18, 2013.
2. Аристова Е. Ю., Аушев А. А., Баранов В. К. и др. // ЖЭТФ, 2018, том 153, вып. 1. С. 1–16.
3. Зеленый Л. М., Есин В. И., Кокосин А. А. // Наука в России, 2013, № 4. С. 31–36.
4. Шустов Б. М., Рыхлова Л. В. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра. – М.: Физматлит, 2013).
5. Phipps C. AIP Conference Proceedings, 1278, 502 (2010).
6. Thiry N., Vasile M. Acta Astronautica, 140, 293 (2017).
7. Бурдонский И. Н., Леонов А. Г., Макаров К. Н., Юфа В. Н. Экспериментальное исследование лазерной абляции каменных поликристаллических мишеней // Квантовая электроника, 2020, 50 (8), 763–769.
8. Белов И. А., Бельков С. А., Воронин А. Ю. и др. // ЖЭТФ, 2020, том 157, вып. 5. С. 928–935.

# НЕЙРОСЕТЕВОЙ АНАЛИЗ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ОПТИЧЕСКИ ПРИ ПОМОЩИ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Н. Д. Бухарский, Ю. В. Кочетков, Ф. А. Корнеев*

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва

Оптическая генерация магнитных полей в диапазоне килотесла открывает возможности для разработки перспективных технологий и проведения широкого круга фундаментальных исследований, связанных с лазерной плазмой. Для получения магнитных полей такой величины в лабораторных условиях как правило используются разрядные источники высокого напряжения на основе батарей конденсаторов, однако с развитием лазерных технологий достижение высоких значений магнитного поля становится возможным при помощи оптического метода, подразумевающего, что электрические токи возбуждаются мощным лазерным импульсом.

Первые эксперименты по оптической генерации магнитных полей проводились с использованием специально разработанных для этой задачи мишеней типа конденсатор-катушка [1], которые впоследствии стали одной из основных схем получения квазистационарных магнитных полей для различных высокотехнологических задач [2, 3]. Как правило, данные мишени имеют миллиметровый размер, а в качестве лазерного драйвера в них используются мощные наносекундные лазерные импульсы. Переход к более коротким лазерным импульсам пикосекундной и субпикосекундной длительности существенно меняет физику процесса генерации магнитного поля. Электрический разряд может претерпевать быстрые изменения, и схему мишени необходимо оптимизировать для эффективной работы в квазистационарном режиме. В то же время стоит отметить, что субпикосекундные лазерные импульсы высокой мощности по сравнению с более длительными импульсами наносекундного диапазона являются более привлекательными в задачах генерации высокоэнергетичных частиц и вторичного излучения, а также имеют больший потенциал в качестве драйверов для возбуждения сильных разрядных токов. Тем не менее, простое уменьшение масштаба системы и самой мишени является нежелательным решением, ограничивающим возможность применения подобных устройств. В данной работе на основе данных проведенного экспериментального исследования, а также результатов численного моделирования демонстрируется возможность достижения квазистационарного режима генерации в субмиллиметровых мишенях с использованием субпикосекундных лазерных импульсов в качестве драйверов.

Экспериментальное исследование возможности генерации квазистационарных магнитных полей с использованием субпикосекундных лазерных импульсов было проведено на установке PHELIX в GSI в городе Дармштадт, Германия. В качестве основной диагностики магнитных полей в эксперименте использовалась протонная радиография. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Мишень представляет собой одновитковую спираль с характерным диаметром 100 мкм, вырезанную из медной фольги толщиной 20 мкм. Лазерный импульс (SP1) с длиной волны 1056 нм, длительностью 0,5 пс и энергией 50 Дж фокусируется на свободном конце мишени в пятно размером около 10 мкм, за счет чего достигаются релятивистские значения интенсивности Вт/см<sup>2</sup>. В результате воздействия лазерного излучения создаются «горячие» электроны, которые покидают мишень, формируя сильный положительный потенциал, возбуждающий разрядный ток вдоль мишени [4, 5]. Так как длительность лазерного импульса меньше периметра мишени, разрядная волна представляет собой отдельный импульс конечной длительности. При достаточно малом размере зазора между свободным концом мишени и противоположным концом этот импульс не уходит в землю, так как сформированная в области взаимодействия плазма заполняет собой зазор до прихода фронта разрядного импульса. Это приводит к замыканию электрического контура и позволяет току сформировать самосогласованную квазистационарную структуру с магнитным полем. В эксперименте это

поле измерялось при помощи протонной радиографии. Диагностические протоны создавались в результате ускорения в приповерхностном слое нагретых электронов при облучении тонкой металлической фольги (TNSA механизм [6]) с использованием второго лазерного пучка SP2, параметры которого соответствовали основному пучку SP1. Пучок протонов проходил через исследуемую область и отклонялся в соответствии с локальными значениями электромагнитного поля, в результате чего в пучке формировалась определенная структура, которая регистрировалась при помощи стопки радиохромных пленок (RCF–Radiochromicfilm) GafchromicHD-V2.

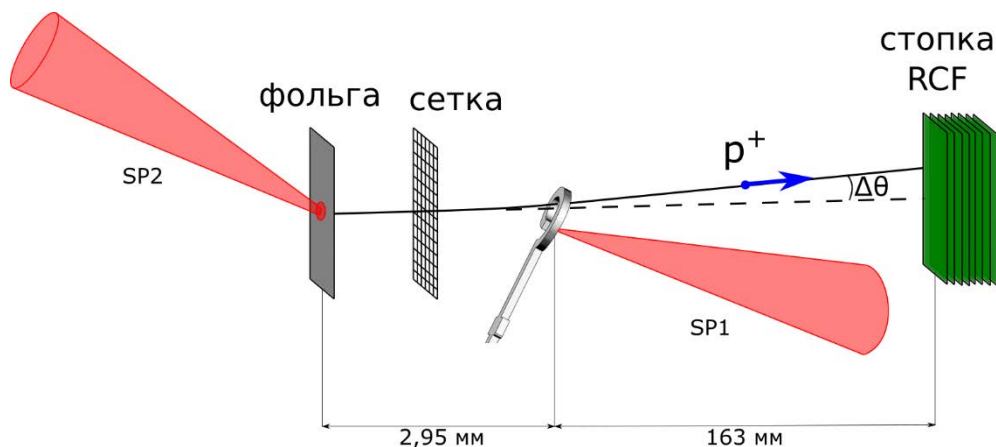


Рис. 1. Схема эксперимента по оптической генерации магнитного поля и протонной радиографии с использованием двух лазерных пучков – SP1 и SP2

Анализ полученных радиограмм представляет собой сложную обратную задачу, не имеющую универсального алгоритма решения. Недавно для анализа радиограмм было предложено использовать подход, основанный на использовании искусственных нейронных сетей [7]. Изложенная в данной работе методология является дальнейшим развитием этой идеи. Подробно ознакомиться с ней можно в статье [8].

Согласно предложенной методике, инверсия радиограмм, т. е. восстановление соответствующих полученным протонным изображениям параметров электромагнитных полей, осуществляется при помощи свёрточной нейронной сети, которая обучается на синтетических данных, генерируемых при помощи баллистического кода. В баллистическом коде симулируется пролет протонов через область электромагнитных полей заданной структуры с варьируемыми параметрами. В данном случае предполагается, что электрическое поле соответствует электростатическому полю от мишени, заряженной до определенного потенциала, а магнитное поле соответствует магнитостатическому полю, создаваемому определенным током с геометрией, определяемой формой катушки. Таким образом, электромагнитные поля описываются двумя параметрами – током в катушке и электрическим потенциалом мишени. Свёрточная нейронная сеть обучается восстанавливать эти два параметра для синтетического набора данных, где эти параметры являются заведомо известными.

Архитектура сети представлена на рис. 2,а. В качестве входных данных используются черно-белые изображения структуры, которая формируется в протонном пучке под воздействием электромагнитных полей. В качестве выходных данных служат два искомого параметра – электрический ток в контуре и электрический потенциал мишени. Нейронная сеть содержит три свёрточных слоя, три субдискретизирующий слоя и один плотный слой, содержащий 10 нейронов. Пример кривых обучения, отражающих уменьшение среднеквадратичной ошибки восстановления искомого параметра с номером итерации как для тренировочной выборки, непосредственно используемой для оптимизации весовых коэффициентов в промежуточных узлах нейронной сети, так и для валидационной выборки, используемой для проверки способности нейронной сети к обобщению при работе с «новыми» для нее данными, приведён на рис. 2,б. После стремительного уменьшения ошибок на первых итерациях кривые постепенно начинают выходить на постоянный уровень, и на 500 эпохе обучение останавливается. На рис. 2,в представлено сравнение радиограммы, синтезированной для восстановленных нейронной сетью параметров, с реальным экспериментальным изображением.

Изображения имеют высокую степень сходства, имеющиеся отличия могут быть связаны с неидеальностью экспериментальных данных, а также отличием реальной структуры электромагнитных полей от предполагаемой.

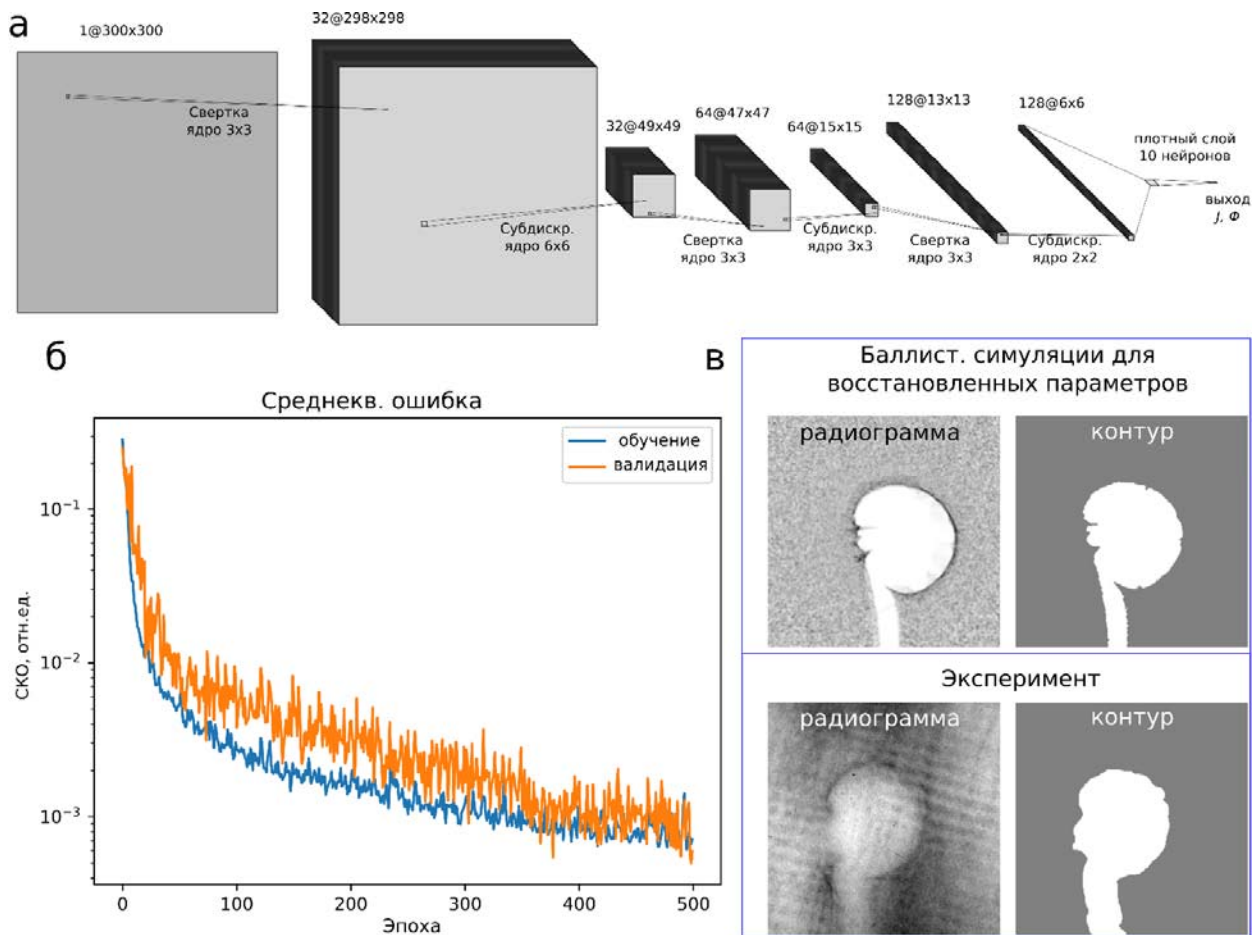


Рис. 2. а – архитектура свёрточной нейронной сети для восстановления параметров электромагнитных полей по протонным радиограммам; б – кривые обучаемости, отражающие уменьшение среднеквадратичной ошибки восстановления с номером итерации для тренировочного и валидационного набора данных; в – сравнение протонной радиограммы, синтезированной для восстановленных нейронной сетью параметров, с реальной радиограммой, полученной в эксперименте

Полученное при помощи нейронной сети значение тока для приведенной на рис. 2,в экспериментальной радиограммы соответствует значению магнитного поля в центре мишени в  $\approx (210 \pm 50)$  Тл. При этом протоны, формирующие анализируемое изображение, проходят мишень через  $\approx 25$  пс после окончания лазерного импульса, имеющего длительность 0,5 пс. На основании полученных результатов можно подтвердить, что в мишени генерируются долгоживущее магнитное поле, существующее на временном интервале, существенно превышающем длительность лазерного драйвера.

Кроме того, для лучшего понимания происходящих в эксперименте физических явлений процесс оптической генерации в мишени квазистационарного магнитного поля исследовался численно при помощи симуляций типа «частица в ячейке». Для этого использовался открытый код Smilei [9]. Для снижения вычислительной ёмкости расчетов симуляции осуществлялись в двумерной геометрии с уменьшенным в несколько раз относительно реального размером мишени. Подробное описание проведенных расчетов и использованных в них исходных параметров приведено в работе [8]. Основным полученный в ходе результат представлен на рис. 3, где представлено пространственное



распределение магнитного поля после ухода лазерного импульса и зависимость магнитного поля в центре мишени от времени.

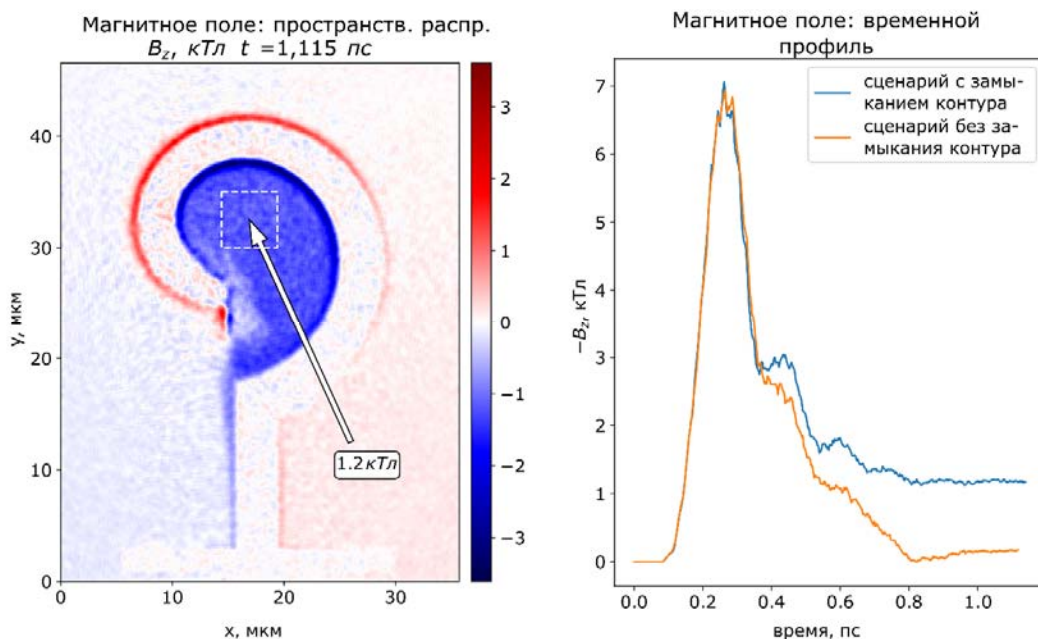


Рис. 3. Результаты двумерных симуляций типа «частица в ячейке»: пространственное распределение магнитного поля после окончания лазерного импульса (слева) и зависимость магнитного поля в центре мишени от времени (справа)

Согласно приведенным графикам, в центре мишени после окончания лазерного импульса действительно формируется квазистационарное магнитное поле, структура которого определяется геометрией поверхностных токов в мишени. Полученное значение магнитного поля в кТл качественно согласуется с экспериментальными результатами. Как видно на синей кривой, магнитное поле в центре мишени после стремительных изменений на ранней стадии взаимодействия после окончания лазерного импульса выходит на постоянный уровень, и в дальнейшем скорость его изменения невелика. Это связано с замыканием электрического контура через расширяющуюся плазму, сформированную вблизи свободного конца мишени в результате воздействия лазерного импульса. Именно благодаря ей в мишени формируется квазистационарное магнитное поле. В случае же, если скорость ее разлета оказывается недостаточной, замыкания не происходит и магнитное поле спадает практически до нулевого уровня, что видно на оранжевой кривой. В симуляции для достижения этого эффекта масса ионов была искусственно увеличена в 36 раз.

Таким образом, в работе на основе анализа полученных экспериментальных данных и результатов численных расчетов подтверждена возможность генерации квазистационарного магнитного поля с использованием субпикосекундных лазерных драйверов и субмиллиметровых мишеней. Как показали численные расчеты, ключевым эффектом в контексте генерации с помощью данной схемы квазистационарного магнитного поля, существующего на временно интервале, существенно превышающем длительность лазерного импульса, является замыкание электрического контура через расширяющуюся из области взаимодействия плазму. Разработанный для анализа экспериментальных данных метод подтвердил свою состоятельность, позволив выполнить адекватную оценку значения тока в мишени и магнитного поля в центральной области по протонной радиограмме, полученной в эксперименте. В перспективе предложенный метод может быть адаптирован для анализа более сложных распределений магнитного поля, описываемых тремя и более параметрами, что позволит рассматривать более сложные геометрии лазерно-плазменного воздействия.

## Список литературы

1. Daido H., Miki F., Mimaet K. *al.* Phys. Rev. Lett. **56**, 846 (1986).
2. Santos J. J., Bailly-Grandvaux M., Giuffridaet L. *al.* New J. Phys. **17**, 083051 (2015).
3. Santos J. J., Bailly-Grandvaux M., Ehretet M. *al.* Phys. Plasmas **25**, 056705 (2018).
4. Quinn K., Wilson P. A., Cecchettiet C. A. *al.* Phys. Rev. Lett. **102**, 194801 (2009).
5. Dubois J.-L., Lubrano-Lavaderci F., Raffestinet D. *al.* Phys. Rev. E **89**, 013102 (2014).
6. Roth M., Schollmeier M. CERN Yellow Reports 1, doi: 10.5170/CERN-2016-001.231 (2016).
7. Chen N. F. Y., Kasim M. F., Ceurvorstet L. *al.* Phys. Rev. E **95**, 043305 (2017).
8. Kochetkov I. V., Bukharskii N. D., Ehretet M. *al.* Sci. Rep. **12**, 13734 (2022).
9. Derouillat J., Beck A., Pérezet F. *al.* Comput. Phys. Commun. **222**, PP. 351-373 (2018).

# СТЕНД ДЛЯ ОТРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

*Д. Д. Воеводин, А. В. Добиков, Н. В. Карякин, А. С. Мокеев, А. В. Писецкая, Д. С. Тимаев*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЛФИ, г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

В настоящее время лазерные системы передачи информации являются объектом внимания компаний, создающих аппаратуру бортовых систем связи. Преимущества лазерной связи перед радиосвязью заключаются в высокой несущей частоте, что позволяет существенно увеличить полосу пропускания и скорость передачи информации, а также в высокой помехоустойчивости. Кроме этого, отсутствует процедура получения разрешения на использование полос радиочастот. Системы лазерной связи обладают меньшим массогабаритами и энергопотреблением. Использование межспутниковых каналов обмена информацией на основе высокоскоростных лазерных терминалов связи при создании многоспутниковых низкоорбитальных взаимосвязанных систем является особенно актуальной задачей.

Разработка технологии и терминалов системы высокоскоростной космической лазерной связи (ВКЛС) требует проведения целого ряда испытаний, в том числе, и в наземных условиях. Для их проведения необходима разработка стендов как для проверки работоспособности составных частей терминалов и работоспособности терминала в целом, так и для подтверждения основных технических характеристик терминалов. Кроме этого, стенды должны имитировать воздействующие факторы и режимы работы терминала, реализующиеся в условиях его работы в космосе.

При испытаниях необходимо в полном объеме смоделировать как частные режимы работы терминалов («Ориентация терминалов», «Захват/наведение», «Сопровождение»), так и работу терминала при непрерывном автоматическом переходе из одного режима в другой. При проведении испытаний необходимо, чтобы каждый из терминалов излучал и регистрировал лазерные пучки с угловым распределением плотности мощности излучения, соответствующим космическим условиям: на выходе терминалов реальные лазерные пучки, а на входе – лазерные пучки дифракционного качества с плотностью мощности излучения, соответствующей заданным расстояниям между терминалами в космических условиях. Кроме этого, необходимо воспроизвести реальные (характерные для условий космоса) скорости угловых перемещений лазерных пучков двух терминалов с достижением той точности наведения, которая должна быть реализована в космосе. Необходимо промоделировать факторы, усложняющие реализацию необходимой точности наведения, особенно – микровибрации терминалов, которые приводят к достаточно высокочастотным угловым перемещениям оптических осей лазерных пучков. В испытаниях необходимо подтвердить возможность получения требуемой скорости передачи информации с достижением приемлемой вероятности битовых ошибок (BER). Одной из важнейших целей испытаний является отработка специального программного обеспечения (СПО) для всех режимов работы терминалов и перехода из одного режима в другой.

## Описание основных принципов работы стенда

Стенд [1] предназначен для отработки технологии ВКЛС, а также для проверки работоспособности составных частей терминалов и терминала в целом. Он позволяет определить мощность лазерного излучения (ЛИ) терминала, его энергетическую расходимость, состояние и степень поляризации излучения, скорость передачи информации между терминалами, вероятность битовых ошибок, время вступления в связь между терминалами.

Принципиальная оптическая схема стенда для отработки терминалов (Т1, Т2) лазерной связи представлена на рис. 1.

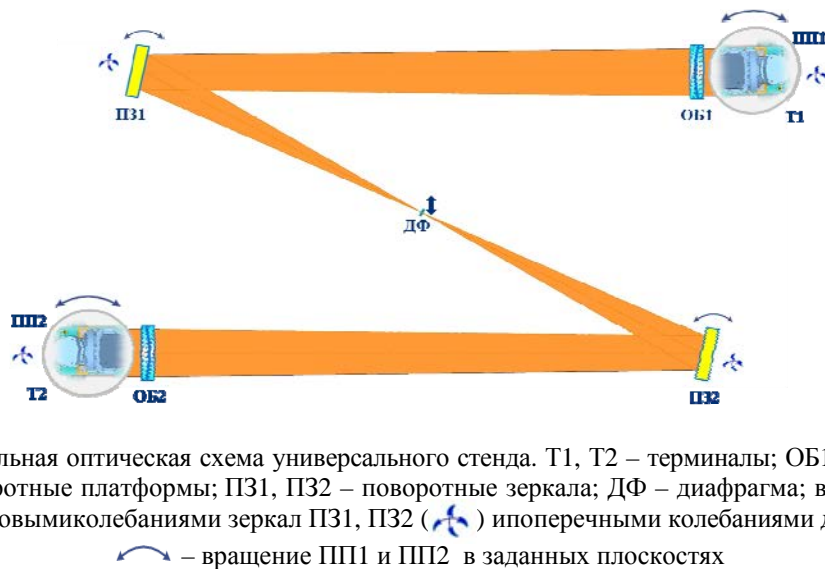


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема универсального стенда. Т1, Т2 – терминалы; ОБ1, ОБ2 – объективы; ПП1, ПП2 – поворотные платформы; ПЗ1, ПЗ2 – поворотные зеркала; ДФ – диафрагма; вибрации терминала моделируются угловыми колебаниями зеркал ПЗ1, ПЗ2 (↺↻) и поперечными колебаниями диафрагмы ДФ (↕); ↻ – вращение ПП1 и ПП2 в заданных плоскостях

Основными оптическими элементами стенда являются два софокусных линзовых объектива (ОБ1, ОБ2) с входной апертурой до  $\sim 300$  мм и фокусным расстоянием  $\sim 10$  м, а также подвижная диафрагма (ДФ) радиусом до  $\sim 12$  мкм, установленная в общей фокальной плоскости объективов ОБ1, ОБ2. Между объективами ОБ1 и ОБ2 и диафрагмой ДФ установлены два зеркала (ПЗ1, ПЗ2) с угловыми подвижками. Терминалы Т1 и Т2 установлены на поворотные платформы ПП1 и ПП2. Угловые повороты платформ и поворотных зеркал, а также поперечные перемещения диафрагмы показаны стрелками.

Для определенности, рассмотрим испытания на стенде терминалов, в состав каждого из которых входят два канала приема и передачи ЛИ: информационный лазерный канал (ИНК) с дифракционным качеством излучения (длина волны излучения  $\lambda \sim 1,5$  мкм) и служебный лазерный канал (СЛК) с расходимостью излучения  $1-3$  мрад ( $\lambda \sim 0,8$  мкм). СЛК выполняет роль маяка и используется для передачи служебной информации о работе терминалов.

На рис. 2 представлена обобщенная блок-схема стенда.

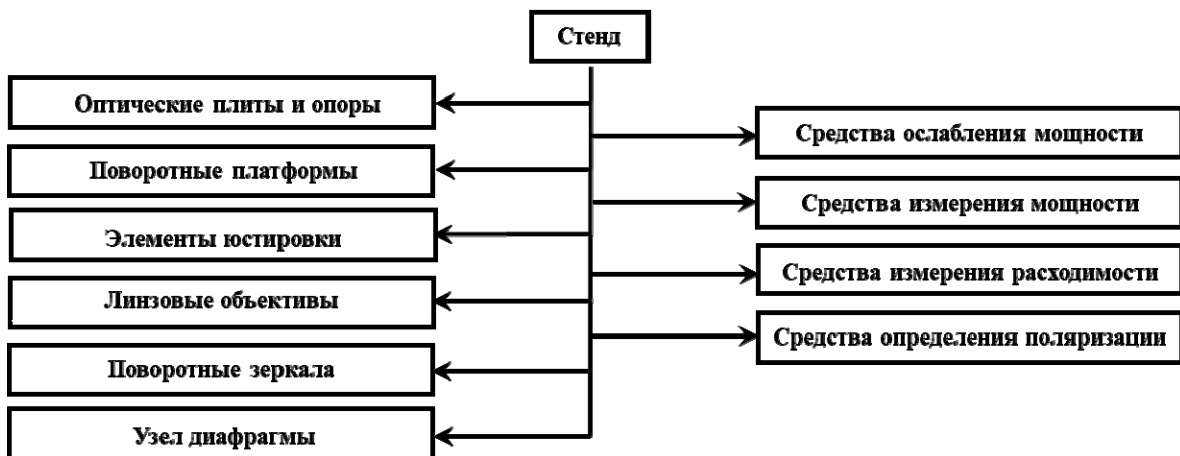


Рис. 2. Обобщенная блок-схема стенда

В состав стенда для обработки высокоскоростной космической лазерной связи входят следующие основные конструктивные элементы: оптические плиты и опоры, поворотные платформы, линзовые объективы, поворотные зеркала, узел диафрагмы, элементы юстировки. Для диагностики ЛИ используются: ослабители мощности, средства измерения мощности и расходимости, а также средства анализа поляризации излучения.

Подвижная диафрагма позволяет воспроизводить реализуемые в космосе точность наведения и угловое распределение интенсивности лазерного пучка на входной апертуре терминала.

Угловые колебания поворотных зеркал и поперечные колебания диафрагмы позволяют моделировать угловые перемещения осей лазерных пучков терминалов (в том числе, и за счет высокочастотных микровибраций терминалов в космосе).

Поворотные платформы позволяют воспроизводить реализуемые в космосе угловые движения терминалов друг относительно друга.

На рис. 3 изображена схема распространения лазерного излучения терминала в космосе.

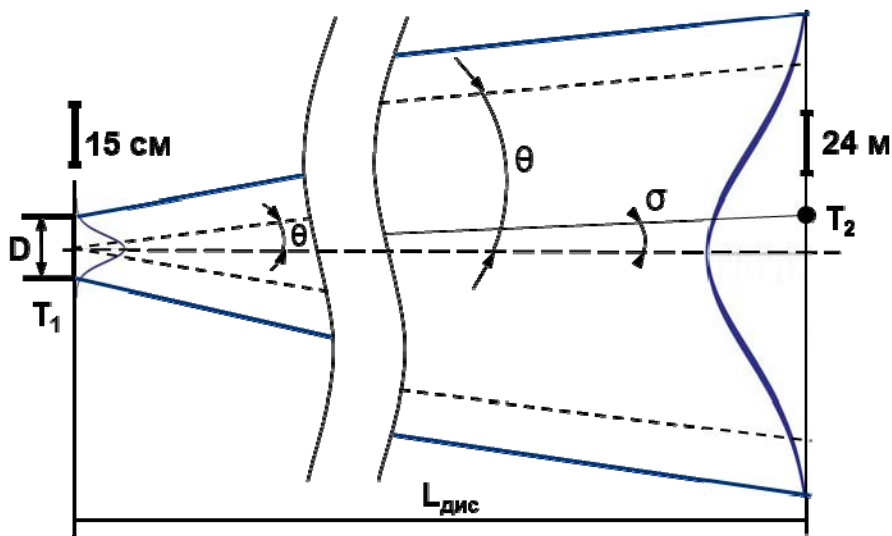



Рис. 3. Распространение лазерного излучения терминала в космосе.  – интенсивность излучения (отн. ед.) по радиусу пучка в характерных областях;  $D$ –диаметр выходной апертуры терминала ( $D = 15$  см);  $T_1, T_2$  – терминалы;  $\theta$  – расходимость излучения ИНК ( $\theta \sim 10$  мкрад);  $\sigma$  – угловая ошибка наведения ( $\sigma \sim 1,5$  мкрад);  $L_{\text{диск}}$  – длина дистанции связи ( $L_{\text{диск}} = 10000$  км). В скобках приведены характерные значения параметров

При реализации космической лазерной связи пучок излучения ИНК передающего терминала должен всегда покрывать входную апертуру принимающего терминала  $T_2$  областью максимума распределения плотности мощности лазерного пучка с некоторой средней квадратической угловой ошибкой наведения  $\sigma$ . Для терминалов с апертурой  $D = 15$  см характерная расходимость гауссова пучка излучения ИНК составит  $\theta \sim 10$  мкрад. Для реализации вероятности битовых ошибок  $BER \leq 10^{-6}$  необходимо  $\theta/\sigma > 6,5$ , отсюда  $\sigma \sim 1,5$  мкрад [2]. Для характерной дистанции связи  $L_{\text{диск}} = 10000$  км радиус перетяжки гауссова пучка составит  $w_{1/e^2} \sim 100$  м. Необходимо отметить, что

при обрезании выходным отверстием терминала лазерного пучка по уровню интенсивности в 5 % из-за дифракции плотность мощности лазерного пучка в максимуме распределения уменьшается в 1,6 раза, а его расходимость по уровню  $1/e^2$  увеличивается в 1,24 раза [3]. Расходимость излучения СЛК терминала превышает величину расходимости ИНК в  $> 100$  раз и носит характер отличный от распределения гауссова пучка. В результате радиус пятна излучения на  $L_{\text{диск}}$  также увеличивается в сотни раз, что позволяет использовать излучение СЛК в качестве маяка.

Распределение излучения терминала в космосе соответствует дальней зоне распространения ЛИ. На стенде для отработки терминалов лазерной связи необходимо смоделировать эту ситуацию. При фокусировке излучения в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $F$  формируется угловое распределение плотности мощности излучения ИНК (СЛК) в относительных единицах эквивалентное распределению в дальней зоне, т. е. распределению пучка излучения ИНК в космосе, тогда:

$$W_{1/e^2}/L_{\text{диск}} = w_{1/e^2}/F \quad (1)$$

где  $W_{1/e^2}$  – радиус перетяжки гауссова пучка (по уровню  $1/e^2$  интенсивности) на дистанции  $L_{\text{дис}}$ ;

$w_{1/e^2}$  – радиус перетяжки гауссова пучка (по уровню  $1/e^2$  интенсивности) в фокальной плоскости объектива;  $F$  – фокус объектива стенда.

На рис. 4 изображена схема распространения лазерного излучения терминала на стенде.

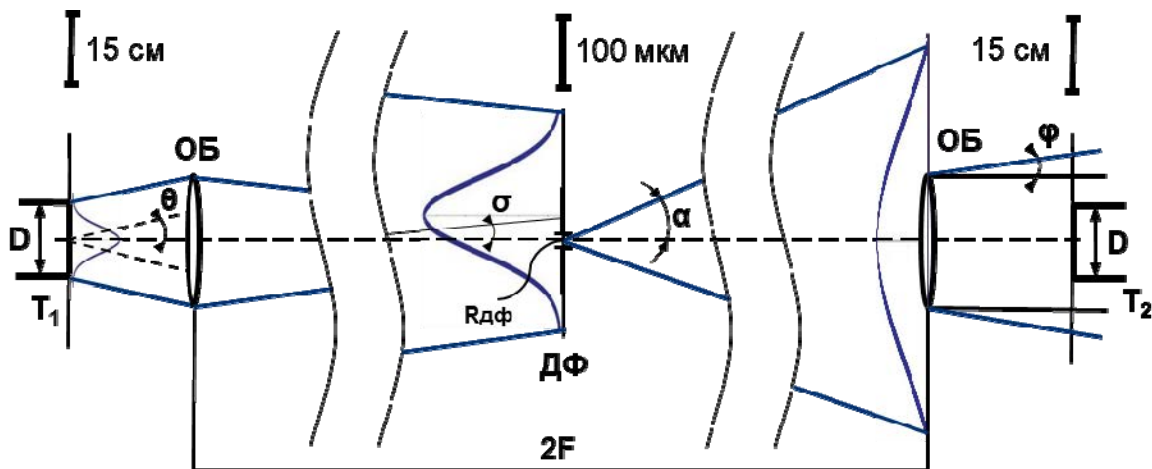



Рис. 4. Распространение лазерного излучения терминала на стенде.  – интенсивность излучения (отн. ед.) по радиусу пучка в характерных областях;  $T$  – терминалы;  $D$  – диаметр апертуры терминала ( $D = 15$  см); ОБ – объектив ( $F = 10$  м); ДФ – диафрагма;  $\theta$  – расходимость излучения ИНК ( $\theta \sim 10$  мкрад);  $w_{1/e^2}$  – радиусперетяжки гауссова пучка (по уровню  $1/e^2$  интенсивности) в фокальной плоскости объектива ( $w_{1/e^2} \sim 100$  мкм);

$\sigma$  – угловая ошибка наведения ( $\sigma \sim 1,5$  мкрад);  $R_{\text{дф}}$  – диаметр отверстия диафрагмы ( $R_{\text{дф}} \sim 6$  мкм);  $\alpha$  – угол дифракции на отверстии ( $\alpha \sim 9^\circ$ );  $\varphi$  – угол дифракции на объективе с  $D_{\text{об}} = 0,3$  м ( $\varphi \sim 6,1$  мкрад).

В скобках приведены характерные значения параметров

Диафрагма малого радиуса  $R_{\text{дф}}$ , установленная в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $F$ , моделирует угловую область пространства, в которой находятся оба терминала при осуществлении связи с определенной вероятностью битовых ошибок BER. Угловые отклонения оси лазерного пучка от входной апертуры терминала в условиях космоса соответствуют угловым отклонениям оси пучка от центра отверстия диафрагмы. Для излучения ИНК радиус перетяжки в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $F = 10$  м составит  $w_{1/e^2} \sim 100$  мкм. Пучок

ЛИ, прошедший через диафрагму с отверстием малого радиуса, имеет широкую диаграмму направленности с углом в несколько градусов. Плотность мощности излучения вблизи оси ( $\pm 1^\circ$ ) прошедшего пучка, в первом приближении, определяется плотностью мощности излучения в падающем пучке, в центре отверстия диафрагмы. С уменьшением диаметра диафрагмы точность моделирования относительного распределения плотности мощности ЛИ на входных апертурах терминалов увеличивается. Так, при отношении  $R_{\text{дф}}/W_f$  от 0,02 до 0,06, где  $W_f$  – радиус перетяжки лазерного пучка в фокальной плоскости объектива, средняя по площади отверстия диафрагмы плотность мощности ЛИ практически совпадает (с точностью до 2 %) с плотностью мощности в центре отверстия диафрагмы. Указанное соответствие выполняется при отклонениях центра отверстия на расстояние до  $1,5 \cdot W_f$  от оси пучка в фокальной плоскости объектива.

В качестве примера, на рис. 5 приведена рассчитанная зависимость относительного отклонения интенсивности ЛИ в точке за диафрагмой на оси пучка от смещения этой диафрагмы для трех радиусов диафрагмы и длины волны  $\lambda = 1,55$  нм.

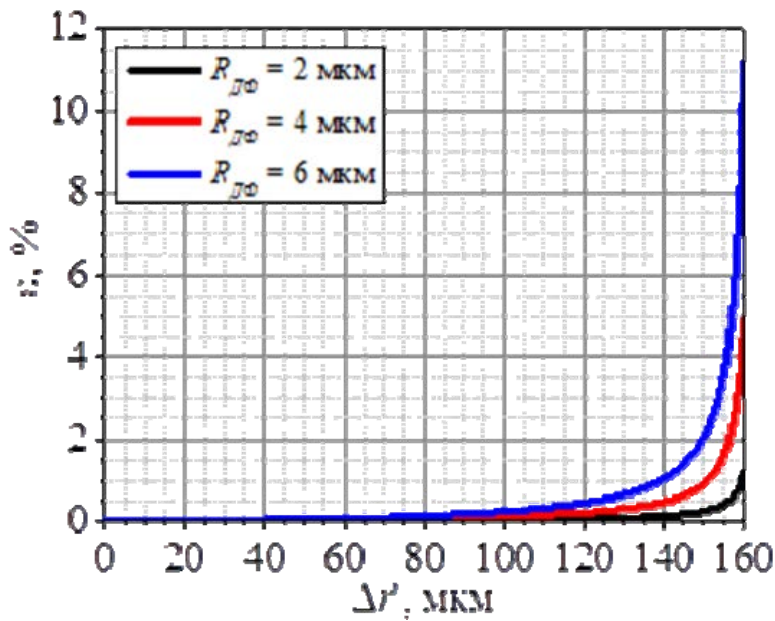


Рис. 5. Зависимость относительного отклонения  $\varepsilon$  от смещения диафрагмы  $\Delta r'$  для трех радиусов диафрагмы  $= 2, 4, 6$  мкм и для длины волны  $\lambda = 1,55$  мкм

Лазерный пучок (как ИНК, так и СЛК), который прошёл через диафрагму и который аналогичен падающему на эту диафрагму пучку, попадает на апертуру второго объектива ОБ и выходит из него в виде пучка дифракционного качества, соответствующего апертуре объектива. Далее это излучение еще раз дифрагирует уже на входной апертуре терминала Т2 и фокусируется на входной апертуре приемника терминала Т2 с качеством, близким к дифракционному.

На стенде каждый из терминалов излучает и регистрирует лазерные пучки с угловым распределением плотности мощности излучения, соответствующим космическим условиям: на выходе терминалов – реальные лазерные пучки, а на входе – лазерные пучки дифракционного качества. Для моделирования на стенде характерной для космоса плотности мощностина входной апертуре терминала, необходимо:

$$\frac{P_{\text{вх.стенд}}}{P_{\text{вх.космос}}} = 1 \quad (2)$$

где,  $P_{\text{вх.стенд}}$ ,  $P_{\text{вх.космос}}$  – мощности лазерного излучения ИНК на входе терминала-корреспондента на стенде и в космосе соответственно

Соответственно,

$$R_{\text{пз}} \cdot T_{\text{со}} \cdot \frac{\pi^2}{16} \cdot \left(\frac{d_{\text{дф}}}{F}\right)^4 \cdot \left(\frac{L_{\text{дис}}}{\lambda}\right)^2 = 1 \quad (3)$$

где,  $R_{\text{пз}}$  – коэффициент отражения поворотных зеркал на рабочих длинах волн,  $T_{\text{со}}$  – коэффициент пропускания оптических элементов стенда на рабочих длинах волн,  $d_{\text{дф}}$  – диаметр отверстия диафрагмы,  $L_{\text{дис}}$  – длина дистанции связи,  $F$  – фокус объектива,  $\lambda$  – длина волны ЛИ.

В связи с поляризационной развязкой передатчика и приёмника ИНК [2, 3], необходимо, чтобы ЛИ, проходящее через диафрагму, не изменяло свою исходную (круговую) поляризацию. Были проведены теоретические расчёты степени деполяризации излучения при прохождении диафрагмы, пример результатов приведён на рис.6.

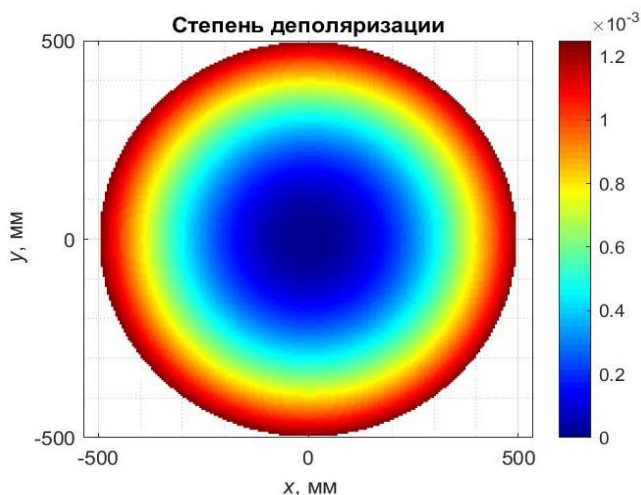


Рис. 6. Степень деполяризации излучения  $\varepsilon(x,y)$  при прохождении диафрагмы малого диаметра в плоскости входного объектива для  $\lambda = 2$  мкм

Степень деполяризации радиально возрастает с увеличением расстояния от оптической оси в плоскости входного объектива и при расстоянии 50 см составляет  $\varepsilon \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$  (при полном изменении круговой поляризации лазерного излучения на линейную,  $\varepsilon \approx 1$ ). Таким образом, в условиях работы стенда диафрагма малого диаметра ДФ практически не оказывает влияния на исходную круговую поляризацию ЛИ. Максимальное отклонение от исходной круговой поляризации по амплитуде не превышает 0,011 %, а по фазе – 0,0072 %.

### Размещение стенда в помещении и проработка основных элементов стенда

На рис. 7 представлен вариант размещения стенда в помещении.

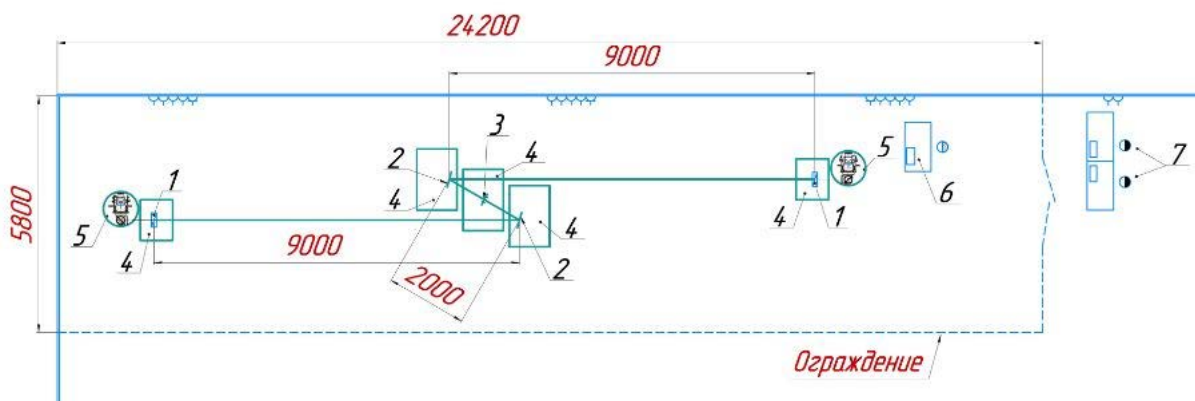


Рис. 7. Схема размещения стенда в помещении: 1 – объектив, 2 – зеркало поворотное, 3 – диафрагма, 4 – столешница оптическая, 5 – платформа поворотная, 6 – система предварительной настройки терминала, 7 – система управления стендом

Данная схема предполагает размещение поворотного зеркала (2) на расстоянии 9 метров от объектива (1). Это выбрано с целью оптимизации светового диаметра поворотного зеркала, исходя из двух критериев: более достоверного моделирования угловых перемещений осей лазерных пучков терминалов и необходимого «запаса» в случае возникновения дополнительных вибраций в помещении.

**Узел объектива.** На рис. 8 представлена 3D-модель и эскиз двухлинзового объектива, а также рассчитанные лучевые диаграммы пятна рассеяния для двух длин волн.



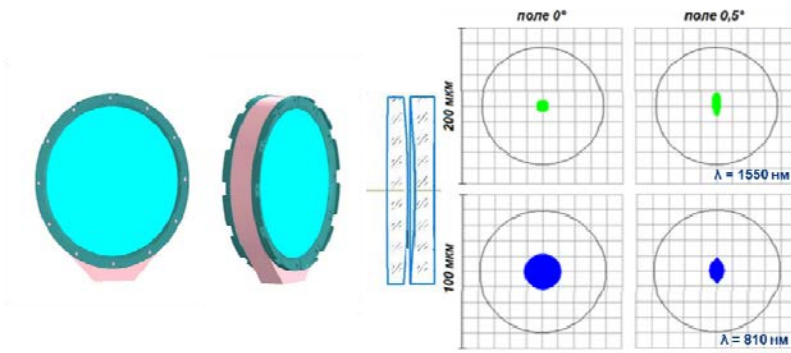


Рис. 8. 3D-модель и эскиз двухлинзового объектива. Лучевые диаграммы пятна рассеяния. Круг в центре – кружок Эйри

Объектив имеет световой диаметр 300 мм (габаритный размер – 310 мм), фокус – 10 м и обеспечивает дифракционное качество пятен фокусировки для длин волн  $\lambda = 1550$  нм,  $\lambda = 810$  нм в пределах углового поля  $2\omega = 1^\circ$ . С учётом допусков на изготовление оптических компонентов и их взаимного расположения, размер кружка рассеяния, определенного по уровню 80 % энергии, превышает дифракционное не более, чем в 1,1 раза.

**Узел поворотного зеркала.** На рис. 9 представлена 3D-модель узла поворотного зеркала с дефлектором.

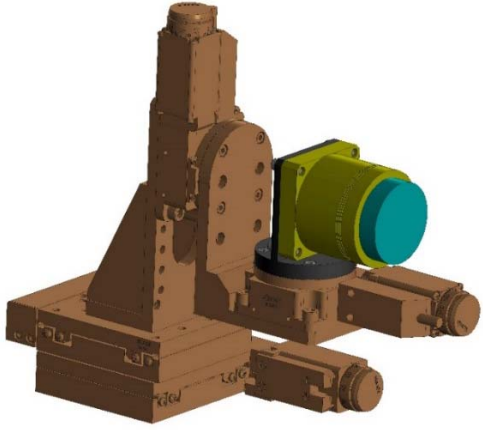


Рис. 9.3. D-модель узла поворотного зеркала с дефлектором

Узел поворотного зеркала имеет следующие характеристики:

- диапазон линейных перемещений зеркала по x, y: 25 мм;
- разрешающая способность линейных перемещений по x,y: 1,25 мкм;
- диапазон вращения зеркала вокруг оси z:  $\pm 90^\circ$ ;
- разрешающая способность угловых перемещений: 0,6'.

Угловые колебания поворотных зеркал предполагается осуществлять с помощью дефлектора.

Вариант дефлектора имеет характеристики:

- диапазон перемещений:  $\pm 2$  мрад.
- резонансная частота с зеркалом ( $\varnothing = 50$  мм,  $h = 15$  мм, 21 гр.):  $1400 \pm 20$  % кГц.

**Диафрагма.** На стенде одним из основных элементов стенда является диафрагма, которая позволяет воспроизводить реализуемые в космосе точность наведения и угловое распределение интенсивности лазерного пучка на входной апертуре терминала. Поперечные колебания диафрагмы позволяют моделировать угловые перемещения осей лазерных пучков терминалов. На рис. 10 представлена конструкция диафрагмы.

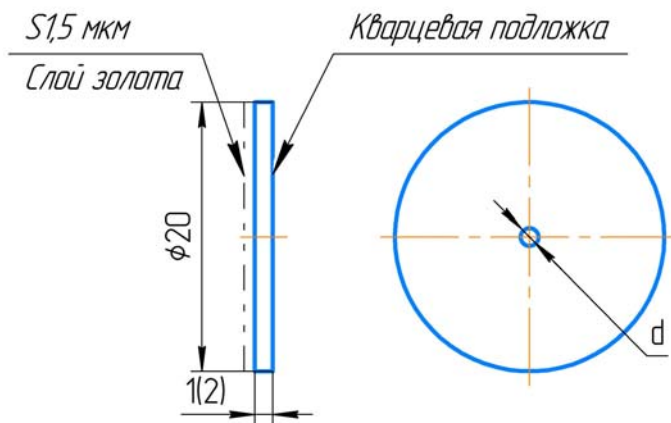


Рис. 10. Эскиз диафрагмы стенда

Диафрагма представляет собой конструкцию, состоящую из плоскопараллельного диска радиусом  $r = 20$  мм и толщиной  $h = 1$  или  $2$  мм из кварца с напыленным на поверхность слоем золота толщиной  $\delta = 1,5$  мкм. Диаметр отверстия диафрагмы составляет от 4 до 20 мкм.

Результаты теплового расчёта диафрагмы показаны на рис. 11.

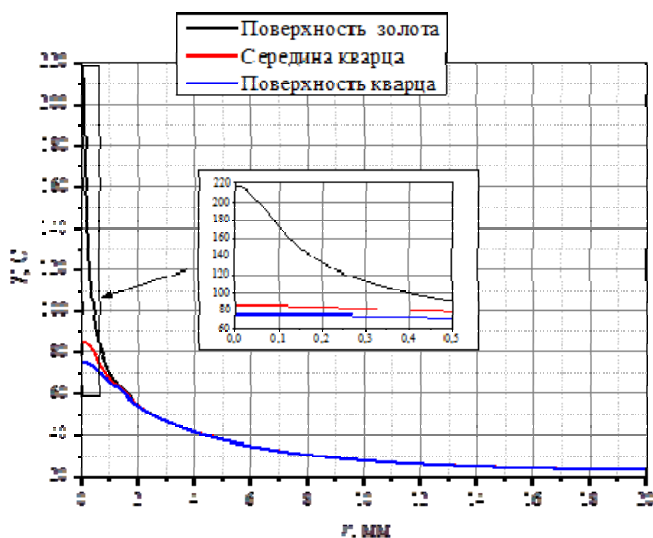


Рис. 11. Распределение температур по радиусу диафрагмы для кварцевой подложки толщиной 1 мм при суммарной падающей мощности лазерного излучения 8 Вт с длиной волны  $\lambda = 1,55$  мкм на момент времени 100 с

Расчёты показали, что для характерных мощностей и пятен ЛИ тепловые потоки не приводят к значительному разогреву подложки с диафрагмой малого диаметра. Максимальная температура поверхности золота не превышает  $220$  °С (температура плавления золота  $1064$  °С), а кварцевой подложки –  $85$  °С (температура плавления кварца не менее  $1713$  °С).

### Измерители мощности и расходимости лазерного излучения

Характерные мощности и диаметры пятен ЛИ в фокальной плоскости объектива, а также мощности ЛИ, прошедшего через диафрагму, представлены в табл. 1.

### Характерные мощности и диаметры пятен лазерного излучения в фокальной плоскости объектива и лазерного излучения, прошедшего через диафрагму

Местоположение	Длина волны ЛИ, нм	Мощность, Вт	Диаметр пятен, мм
Фокальная плоскость объектива	1550	1,5–4	0,2–0,4
	810	0,1–1	15–22
После диафрагмы	1550	$80 \cdot 10^{-6}$ – $17 \cdot 10^{-3}$	–
	810	$30 \cdot 10^{-10}$ – $13 \cdot 10^{-7}$	–

В табл. 2 представлены модели устройств и основные характеристики измерителей мощности и анализаторов лазерного пучка, которые применяются на стенде.

Таблица 2

### Основные характеристики измерителей мощности и анализаторов лазерного пучка

№	Спектральный диапазон, нм	Диапазон измеряемой мощности, Вт	Точность	Размер матрицы, мм <sup>2</sup>	Размер пикселя, мкм <sup>2</sup>
1	190–20000	$40 \cdot 10^{-3}$ –150	± 3 %	–	–
2	800–1700	$10 \cdot 10^{-12}$ – $200 \cdot 10^{-3}$	± 3 % (1550 нм) ± 5 % (810 нм)	–	–
3	1440–1605	–	± 5 %	7,1×5,3	4,4×4,4
4	190–1100	–	± 2 %	35×24	9,0×9,0

### Заключение

Таким образом, представлен и обоснован технический облик стенда для отработки технологии ВКЛС и для проверки работоспособности составных частей терминалов и терминала в целом. На стенде:

- воспроизводятся характерные для условий космоса скорости угловых перемещений лазерных пучков, в том числе, вызванные микровибрациями терминалов;
- реализуется такая же точность наведения и плотность мощности лазерного излучения на входе терминалов, которые соответствуют заданным расстояниям между терминалами ВКЛС при их работе в космических условиях;
- при заданной скорости передачи информации и моделировании заданного расстояния между двумя терминалами подтверждается возможность достижения требуемого уровня вероятности ошибочного приема;
- воспроизводится организация лазерной связи между терминалами, расположенными, как на околоземной орбите, так и между терминалами, расположенными на околоземной и геостационарной орбитах.

Стенд позволяет определить следующие характеристики:

- мощность лазерного излучения (с точностью, не хуже ± 3 %);
- энергетическую расходимость лазерного излучения (с точностью, не хуже ± 5 %);
- состояние и степень поляризации лазерного излучения;
- скорость передачи информации между терминалами и вероятность битовой ошибки BER при моделировании необходимой дальности действия связи до 45000 км;
- время вхождения в связь между двумя терминалами.

## Список литературы

1. Буйко С. А., Воеводин Д. Д., Гаранин С. Г., Григорович С. В., Лажинцев Б. В., Мокеев А. С., Писецкая А. В., Ройз И. М., Стародубцев В. А. Заявка на изобретение № 2022110474, 18.04.2022.
2. Near-Earth Laser Communications second edition, Edited by Hamid Hemmati. – 2021. – с. 453.
3. Hu, Yuan, et al. «Optimum design of Cassegrain antenna for space laser communication». Optical Communication, Optical Fiber Sensors, and Optical Memories for Big Data Storage. – Vol. 10158. SPIE, – 2016.

# РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЛАЗЕРНОГО МОДУЛЯ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

*К. А. Галюк, Б. Д. Овчаренко, В. В. Букин*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В лазерной технике одно из ведущих мест занимают квантроны на основе оптической диодной накачки активной среды [1–2]. В качестве активного элемента (АЭ) квантронов с накачкой лазерными диодными решетками (ЛДР) хорошо подходит Nd:YAG – лазерный кристалл с примесными активными центрами (ионами). Такие квантроны обладают достаточно высокими показателями оптической эффективности работы до 50 %. Однако разработка и применение расчетной математической модели квантрона, которая основана на методе непоследовательной трассировки лучей в программах оптического моделирования, например Zemax [3–4], дает возможность увеличить эффективность работы квантрона. Также для качественной разработки математической модели модуля оптической накачки требуется качественная методика обработки полученных данных, которые являются данными численного эксперимента.

В работе представлены результаты исследований, направленных на определение параметров излучения накачки и разработку модели источника оптической накачки – ЛДР, и описаны результаты моделирования поглощения излучения в Nd:YAG. Целью данной работы является повышение эффективности квантрона и создание математической модели твердотельного лазерного модуля с оптической накачкой ЛДР. Создание квантрона с улучшенными характеристиками представляет интерес для их последующего использования в различных разработках в области лазерной физики.

В программе Zemax проведено построение и выбор параметров математической модели квантрона с оптической накачкой пятью ЛДР, стоящими в один ряд вокруг АЭ (Nd:YAG в форме цилиндра). На основе данной расчетной модели получено распределение поглощенной мощности излучения накачки по сечению АЭ. Изображение построенной модели и распределение поглощенной мощности излучения накачки по сечению АЭ представлены на рис. 1, а, б.

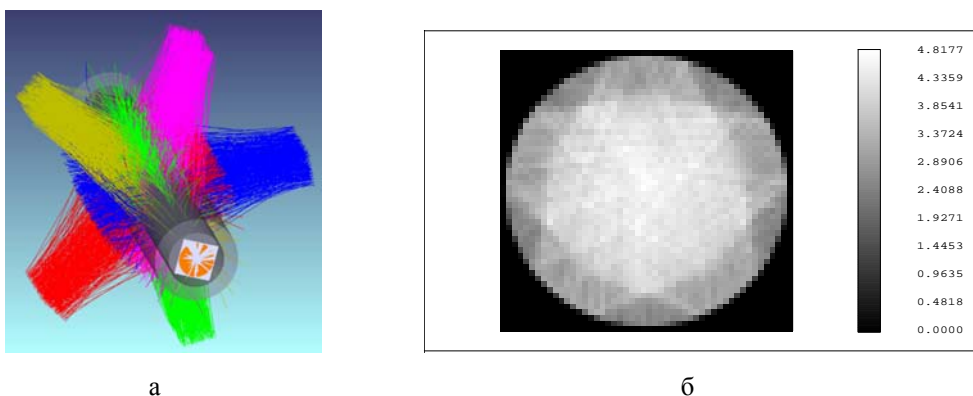


Рис. 1. Математическая модель поперечной пятидиодной накачки АЭ а – изображение 3D модели; б – распределение поглощенной мощности излучения накачки по сечению Nd:YAG (АЭ)

Данная модель содержит 5 одинаковых ЛДР, каждая из которых построена в виде прямоугольного источника Source Diode, имеющего излучение с гауссовым распределением с коэффициентами «супергауссовости» равными 1,0, с постоянным значением углов расходимости. Для определения характеристик излучения ЛДР была найдена однозначная связь двух функций: функции

интенсивности  $I(x, y)$ , зависящей от координат, и функции интенсивности  $I(\theta_{\downarrow x}, \theta_{\downarrow y})$ , зависящей от углов:

$$I(x, y) = A \frac{\cos(\theta[x])\cos(\theta[y])}{\sqrt{x^2 + m^2}\sqrt{y^2 + m^2}} e^{-2\left(\frac{\theta[x]^2}{\alpha^2} + \frac{\theta[y]^2}{\beta^2}\right)}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – угол расходимости XZ и YZ в градусах соответственно,  $\theta[x]$  и  $\theta[y]$  – углы наклона луча,  $m$  – расстояние от источника до экрана.

ЛДР, используемая в модели, генерирует излучение на центральной длине волны 808 нм. Спектр излучения данной ЛДР хорошо соотносится со спектром поглощения Nd:YAG с концентрацией ионов Nd равной 1 %. Нормированный по мощности график спектра излучения ЛДР и график спектра поглощения (зависимости глубины поглощения излучения в Nd:YAG от длины волны излучения накачки) Nd:YAG показаны на рис. 2, а, б соответственно.

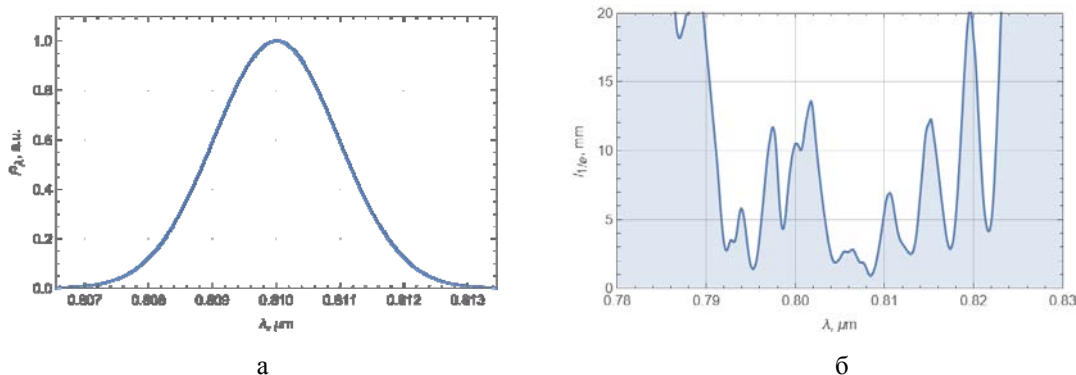


Рис. 2. График спектра а – излучения ЛДР; б – глубины поглощения в Nd:YAG

Полученная модель квантрона имеет показатель эффективности преобразования энергии излучения накачки в энергию поглощенного излучения в АЭ равный 66,4 %. Уменьшение расстояния между ЛДР и АЭ приводит к получению эффективности преобразования энергии излучения накачки в энергию излучения, поглощенного в АЭ, до 75,7 %. Значение эффективности 66,5 % достигается уменьшением количества ЛДР в одном ряду до трех ЛДР, также при приближении 3 ЛДР к АЭ значение эффективности повышается до 76,8 %. Выявлено большое количество других конфигураций конструкции квантрона, которые имеют различные значения эффективности преобразования энергии излучения накачки в энергию излучения, поглощенного в АЭ. Модель квантрона может быть подвержена таким основным конструктивным изменениям, как: уменьшение или увеличение количества ЛДР в одном ряду вокруг АЭ; приближение ЛДР к АЭ; добавление системы сегментных отражателей, находящихся между ЛДР и АЭ или нанесенных тонким слоем на поверхность АЭ; добавление стеклянных цилиндров, применяемых в качестве собирающих линз; изменение концентрации примесных ионов Nd в лазерном кристалле YAG.

### Список литературы

1. Кравцов Н. В., «Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника», (2001).
2. Koechner W., «Solid-State Laser Engineering», Berlin: Springer-Verlag (1999).
3. Zemax User's Manual.
4. Липницкая С. Н., А.Е.Р., Бауман Д. А., Бугров В. Е., «Моделирование оптических систем оптоэлектронных приборов, учебное пособие» (2019).

# ФОРМИРОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯМУЮ ИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НАКАЧКИ ПУТЕМ ГЕНЕРАЦИИ СУПЕРКОНТИНУУМА С ПОСЛЕДУЮЩИМ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ

*К. А. Глушков, И. Б. Мухин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

## Аннотация

В работе представлены результаты исследований по созданию лазерной системы, генерирующей фемтоимпульсы длительностью в несколько осцилляций поля с центральной длиной волны 910 нм их последующим параметрическим усилением. Разработка нового дизайна фемтосекундного лазера, основанного на генерации белого света и параметрическом преобразовании суб-пс импульсов иттербиевого лазера, позволяет получать оптически синхронизованные фемтосекундные импульсы с излучением лазера накачки. Оригинальный подход позволяет использовать разработанную конструкцию в качестве стартовой части параметрической лазерной системы с высокой пиковой мощностью.

## Введение

Генерация более коротких импульсов света, предельная концентрация световой энергии во времени, а также применение сверхкоротких лазерных импульсов для воздействия на вещество – одно из магистральных направлений развития лазерной физики и техники. В течение многих лет титан-сапфир (Ti:sapphire) был уникальной лазерной средой для сверхбыстрых систем. В последнее время кристаллы, легированные иттербием (Yb), и особенно волокна, используются в фемтосекундных усилителях с совершенно разными эксплуатационными характеристиками с точки зрения энергии импульса и средней мощности. Применение иттербиевого лазера позволяет достичь прогресса в выходных спецификациях, таких как средняя мощность излучения, к тому же он обладает компактными размерами, низкой стоимостью, надежностью и хорошим качеством луча [1]. Таким образом, иттербиевый лазер открывает альтернативный путь для развития сверхбыстрых процессов.

При усилении фс импульсов одним из самых эффективных подходов является оптическое параметрическое усиление чирпированных импульсов (ОРСПА) [2]. Высокая устойчивость к оптическим повреждениям, отсутствие накопления энергии в усилительном материале и низкое паразитное поглощение в нелинейных кристаллах позволили масштабировать малоцикловые ОРСПА до пиковой мощности в десятки ТВт в компактных установках [3]. Одним из важных подходов стабильной работы фемтосекундного усилителя на основе ОРСПА является оптическая синхронизация [4] усиливаемого импульса и импульса накачки, поскольку параметрическое усиление происходит без накопления энергии и импульсы должны быть совмещены во времени.

Как правило, в качестве источника излучения подавляющего большинства лазерных систем на основе ОРСПА используется титан-сапфировый фемтосекундный задающий генератор, сигнал которого далее параметрически усиливается. Для накачки используют 2-ю гармонику лазерных импульсов иттербиевых или неодимовых лазеров. Для организации оптической синхронизации необходимо либо значительно сдвигать спектр генерации титан-сапфирового в длинноволновую область, либо прибегать к нелинейным методам уширения спектра, что негативно сказывается на основных характеристиках всей лазерной системы.

В данной работе исследуется подход генерации фемтосекундных импульсов напрямую из излучения суб-пс лазера накачки, что автоматически обеспечивает хорошую оптическую синхрониза-

цию лазерных импульсов в ОРСРА. На основе исследований разработана и изготовлена параметрическая система, генерирующая фемтосекундные импульсы с уровнем энергии в десятки мкДж и длительностью импульсов в несколько осцилляций поля в ближнем инфракрасном диапазоне.

### Генерация и основные свойства фс сигнала

Блок-схема лазерной системы представлена на рис. 1. В качестве единого источника излучения выступает коммерческий суб-пикосекундный иттербиевый лазер, состоящий из волоконного источника с частотой повторения импульсов 50 МГц и усилителя импульсов до энергии 0,3 мДж с частотой повторения до 15 кГц и длительностью 240 фс. Усиленный сигнал используется для генерации широкополосного фемтосекундного излучения в области 1 мкм на основе подходов близких к описанным в работе [5]. Один из импульсов последовательности с частотой 50 МГц направляется в Nd: glass усилитель и усиливается до энергии 200 мДж для дальнейшего использования в качестве накачки. Далее, фемтосекундное излучение и излучение накачки направляется в разрабатываемые узлы параметрического усиления.

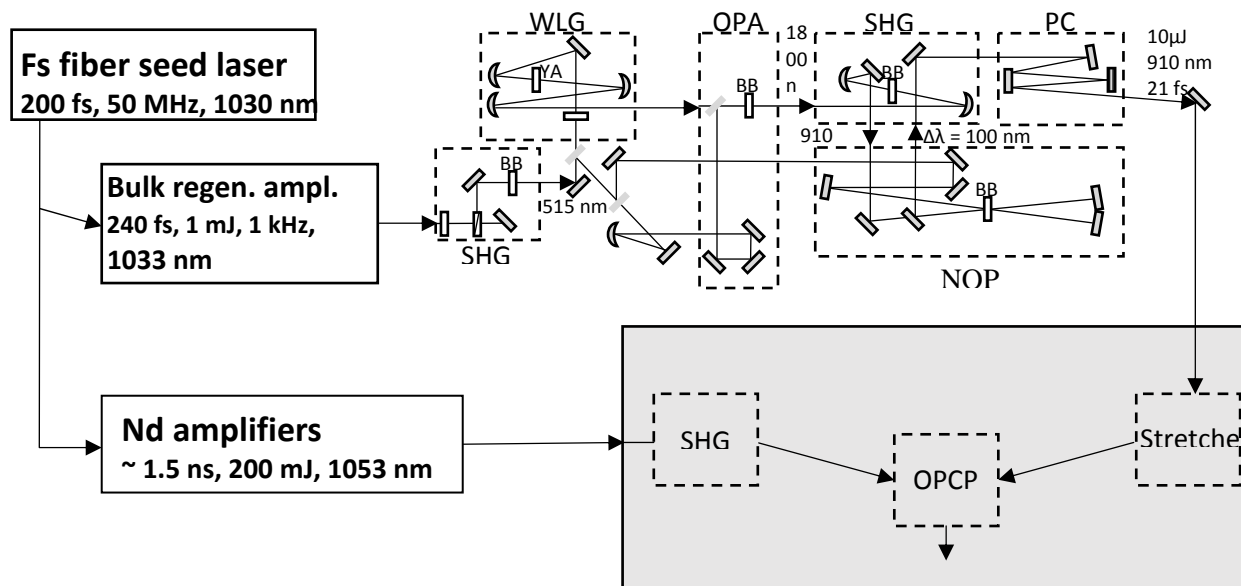


Рис. 1. Схема лазерной системы (серым цветом выделен проектируемый узел ОРСРА)

На входе в узел параметрического усиления и генерации фемтосекундного сигнала часть излучения преобразовывается во 2-ю гармонику. Далее, дихроичное зеркало разделяет сигнал с длинами волн 1033 и 517 нм, второе дихроичное зеркало дополнительно разделяет сигнал 2-й гармоники в соотношении 1:3. Малая часть сигнала фокусируется в кристалл YAG для генерации суперконтинуума в диапазоне от 400 до 800 нм. Длинноволновая часть данного излучения коллимируется сферическим зеркалом, селективируется еще одним дихроичным зеркалом и направляется в нелинейный кристалл ВВО. Большая часть сигнала 2-й гармоники направляется через линию задержки в этот же кристалл ВВО для коллинеарного параметрического усиления длинноволновой части спектра суперконтинуума центральной длиной волны ~715 нм. В результате, генерируется «холодое» излучение на разностной длине волны (~1,8 мкм), обладающее свойством стабилизации фазы э/м поля относительно огибающей (СЕР). Полученный сигнал преобразуется во 2-ю гармонику (с центральной длиной волны 910 нм) и дополнительно параметрически усиливается с использованием исходного излучения в качестве накачки. В результате в системе достигнуто 10 мк Дж энергии с центральной длиной волны 910 нм рис. 2.



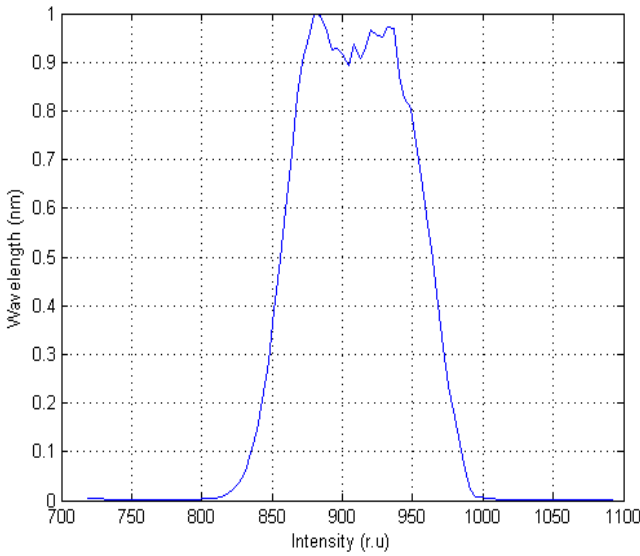


Рис. 2. Спектр излучения

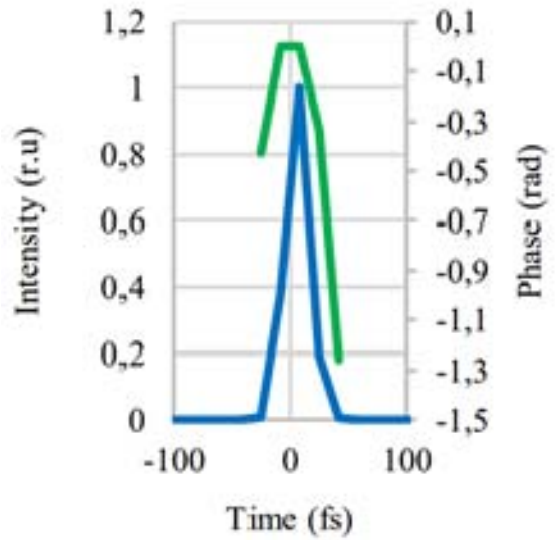


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности и фазы

Для компрессии этого фс сигнала до спектрально ограниченной длительности использовались chirpiрующих зеркал. Длительность импульса на выходе измерена методами FROG и SPIDER и составила 21 фс (рис. 3). Стоит отметить что в узле генерации излучения разностной частоты используется коллинеарное взаимодействие в двух тонких кристаллах ВВО. Такой подход позволяет сформировать широкополосное излучение, благодаря небольшой расстройке синхронизма, и избежать возникновения углового chirpa.

### Моделирование (N) ОРА и расчет мДж каскада усиления

Для генерации перестраиваемых по длине волны ИК-импульсов высокой интенсивности основным подходом является оптическое параметрическое усиление (ОРА) [6]. Для эффективного процесса усиления необходимо обеспечить хорошее фазовое согласование,

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad (1)$$

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad (2)$$

где

$$k(\omega) = \frac{n(\omega) \cdot \omega}{c} \quad (3)$$

соответствует линейному импульсу фотона в нелинейной среде;  $n$  – показатель преломления,  $\omega$  – угловая частота фотона,  $c$  – скорость света и где  $p$ ,  $s$  и  $i$  относятся к накачке, сигналу и лучу холостого хода соответственно. Эта схема усиления открыла путь к источникам ИК-лазеров высокой пиковой мощности. Несмотря на это, при рассмотрении широкополосных спектров, поддерживающих импульсы с несколькими циклами, схема страдает от проблем сужения усиления, поскольку трудно соответствовать условию согласования фаз на широкой спектральной полосе пропускания. Групповое несоответствие скоростей (GVM) также должно быть принято во внимание, так как скорости различных импульсов ( $p$ ,  $s$ ,  $i$ ), распространяющихся через нелинейную среду, зависят от показателя преломления, что приводит к потере временного перекрытия. Импульсы должны быть растянуты по времени, а затем усилены с помощью излучения накачки аналогичной продолжительности. Таким образом, планируется построить следующий каскад усиления, изначально растянув сигнал до нужной длительности.

На этом этапе работы была численно оценена производительность нелинейных кристаллов DKDP и BBO в качестве сред усиления в неколлинеарной пучковой конфигурации ОРСПА (рис. 4).

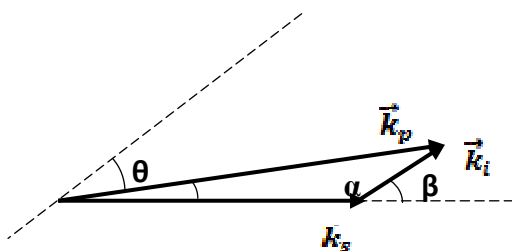


Рис. 4. Конфигурация волновых векторов NOPA

В предположении несоответствия волнового вектора второго порядка ( $\Delta k^{\uparrow}((2)) \neq 0$ ) (были рассчитаны углы для двух сред.

### Характеристики NOPA при I типе синхронизма в нелинейных кристаллах

Nonlinear crystal	$\theta$ , deg	$\alpha$ , deg	$\beta$ , deg
DKDP	36,61	0,85	2,03
BBO	23,9	2,26	5,32

Процесс параметрического усиления описывается системой уравнений для трех связанных амплитуд

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = -i\sigma_s \cdot A_i^* \cdot A_p \cdot e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{dA_i}{dz} = -i\sigma_i \cdot A_s^* \cdot A_p \cdot e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{dA_p}{dz} = -i\sigma_p \cdot A_s \cdot A_i \cdot e^{i\Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\sigma_j = \frac{4 \cdot \pi \cdot \omega_j \cdot d_{eff}}{n_j \cdot c} \quad (5)$$

$d_{eff}$  – эффективная нелинейная восприимчивость. Согласно [7] для кристалла DKDP при первом типе синхронизма  $d_{eff} = \frac{0,22\text{пм}}{B}$ ; для BBO –  $d_{eff} = \frac{0,22\text{пм}}{B}$ . В приближении гауссова импульса смоделировали процесс усиления при энергии накачки 140 мДж и энергии сигнала 4 мк Дж. На выходе получили зависимость энергии в импульсе сигнала для двух нелинейных сред (рис. 5).

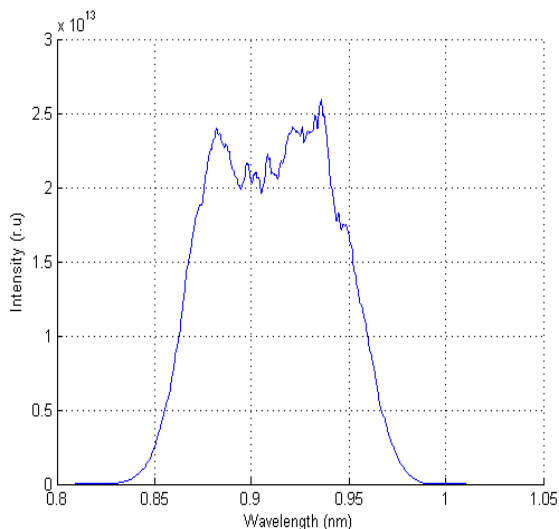
Параметрическое усиление позволяет обеспечить высокий контраст рабочего импульса, поскольку они обладают очень малым собственным уровнем шума.

### Заключение

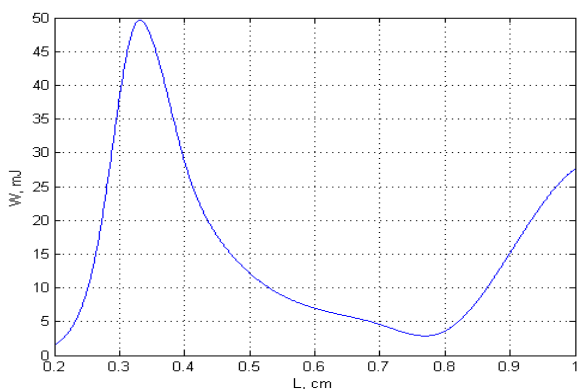
В данной работе представлена разработка нового дизайна фемтосекундного лазера основанного на генерации белого света и параметрическом преобразовании суб-пс импульсов лазера, легированного иттербием.

Суб-пс импульсы суб-м Дж энергии иттербиевого лазера частично преобразуются во 2-ю гармонику и используются для генерации излучения суперконтинуума. Далее, это широкополосное излучение параметрически усиливается, и для усиления используется излучение 2-й гармоники.

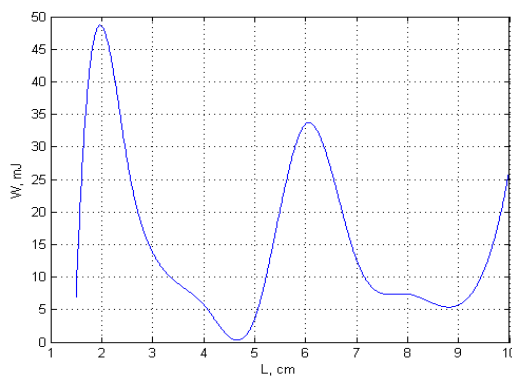
В результате, генерируется «холостое» излучение на разностной длине волны (~1,8 мкм), обладающее свойством стабилизации фазы э/м поля относительно огибающей(СЕР) [8]. Это излучение преобразуется во 2-ю гармонику и усиливается оставшимся излучением



а



б



в

Рис. 5. а – спектр сигнала на выходе из планируемого каскада усиления с кристаллом ВВО; б – зависимость энергии сигнала от длины кристалла ВВО; в – зависимость энергии сигнала от длины кристалла DKDP

2-й гармоники исходного излучения. Это сгенерированное широкополосное излучение может быть компрессировано до спектрально ограниченной длительности.

В лазерной системе удалось получить излучение длительностью 21 фс с энергией более 10 мкДж. Разработанная установка будет использоваться в качестве стартовой для ПВт лазерного комплекса PEARL. На основе полученных результатов планируется реализация следующего каскада усиления.

Работа выполнена при поддержке Государственного научного задания Институт прикладной физики, Российской академии наук (№ проекта 0030-2021-0029).

### Список литературы

1. Henrich J., Butcher S., Arrigoni M., in LASERS & SOURCES, Feb. 18, 2020
2. Budriūnas R., Stanislauskas T., Varanavičius A. Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system // Journal of Optics vol. 17, 2015. P. 1–6.

3. Fuest H. High repetition rate, phase-stable, infrared OPCPA for strong-field experiments // München 2017. PP 136.
4. Danilevičius R., Zaukevičius A., budriūnas R., Michailovas A., Rusteika N. Femtosecond wavelength-tunable opcpa system based on picosecond fiber laser seed and picosecond DPSS laser pump // Optics Express vol. 24, 2016. P. 21–30.
5. Alismail A., Wang H., Altwaijry N. and Fattahi H., in Applied Optics vol. 56: OSA, 2017, pp. 4990-4994.
6. Ахманов С., Ковригин А., Пискарскас А., Фадеев В., Хохлов Р., «Наблюдение параметрического усиления в оптическом диапазоне», Джетп. Летт. 2, 191 (1965).
7. Dabu R., in Optics Express vol. 18, 2010, pp 11689–11699.
8. Baltuška A., Fuji T. Kobayashi T. Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers // Physical Review Letters vol. 88, 2002.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕМНЫХ ЧИРПИРУЮЩИХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

*А. И. Горохов, И. Б. Мухин, Е. А. Перевезенцев*

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
Российской академии наук, Нижний Новгород

## Введение

Если рассмотреть основные вектора развития высокоинтенсивных фемтосекундных лазеров, то кроме прямого увеличения энергетики в импульсе, можно выделить такое направление, как уменьшение длительности импульса. Так как одним из основных ограничений при создании систем, направленных на усилении высокоэнергетических пс и фс импульсов, является оптический пробой активных элементов лазера из-за ультравысокой пиковой мощности излучения, то для преодоления этого ограничения применяется подход усиления чирпированных импульсов (CPA) (рис. 1).

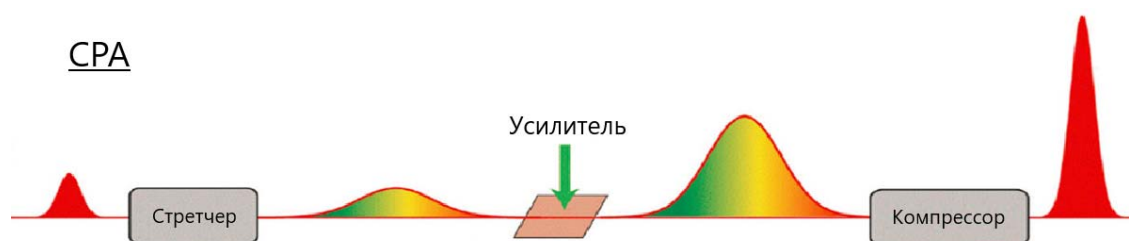


Рис. 1. Принципиальная схема CPA подхода

Первым этапом в данном подходе является стретчирование исходного импульса с помощью диспергирующей среды. Соответственно вместе с растяжением импульса снижается и его пиковая мощность. Такой чирпированный импульс уже можно усиливать в тысячи раз, избегая оптического пробоя элементов. После усиления импульс еще раз пропускается через такую же среду, но установленную обратным знаком, в которой происходит компрессия. В результате чирп компенсируется до нуля и импульс приобретает первоначальную ультракороткую длительность, но имеет уже куда большую энергию, чем в начале. Для реализации подхода уменьшения длительности до нескольких периодов поля нужно удовлетворить несколько условий: необходимо обеспечить сверхширокополосное усиление, которое доступно только при параметрическом усилении, для импульсов в несколько осцилляций поля необходимо контролировать фазу между заполнением электромагнитного поля и огибающей. Для достижения столь коротких импульсов в несколько осцилляций поля используется пикосекундная накачка, который также строиться с использованием принципа CPA.

Стретчирование и компрессия импульсов выполняется в дисперсионных устройствах, в которых импульс изменяется двояко. Во-первых, центр импульса, прошедшего через нее, смещается относительно прошедшего через вакуум. Так проявляется разница между фазовой и групповой скоростью сверхкороткого импульса. Во-вторых, при прохождении импульса через нормально диспергирующую среду более высокочастотные компоненты смещаются относительно длинноволновых, это смещение частоты называют «чирп». Таким образом, при начальной длительности импульса на входе среды меньше ДГС (дисперсия групповых скоростей) создаваемой этой средой, длительность выходящего из среды импульса значительно увеличивается (вплоть до  $10^4$  раз).

Величину ДГС и вносимого ею чирпа можно регулировать парой призм, но такой регулятор имеет весьма ограниченную область использования, так как при разумных размерах не позволяет получать ДГС, необходимые для сильного растягивания и последующего сжатия ультракоротких

импульсов. С этой точки зрения наиболее эффективными являются регуляторы, состоящие из пары отражательных решеток. Дифракционные решетки обладают куда большей угловой дисперсией, чем призмы, и поэтому обеспечивают гораздо большую ДГС, имея при этом разумные размеры. Хотя у таких регуляторов присутствуют потери (5–10 %) и они обладают меньшей лучевой прочностью, эти недостатки вполне преодолимы в усилительных системах [1].

Разумным решением вышеперечисленных проблем могут стать объемные чирпирующие брэгговские решетки (ОЧБР). Они в состоянии обеспечить минимальные габариты и малые потери излучения, но ограничены доступной на сегодняшний день апертурой. Наибольшая апертура составляет 20 мм, что позволяет компрессировать лазерные импульсы с энергией до 200 мДж. Этот диапазон энергий хорошо соответствует современным дисковым лазерам.

## 1. Использование ОЧБР в системе стретчер – компрессор

На основе анализа свойств различных решеток было принято решение в данной работе в системе стретчер-компрессор для дискового лазера применить объемные брэгговские решетки (рис. 2) [2] вместо дифракционных решеток с большой угловой дисперсией.

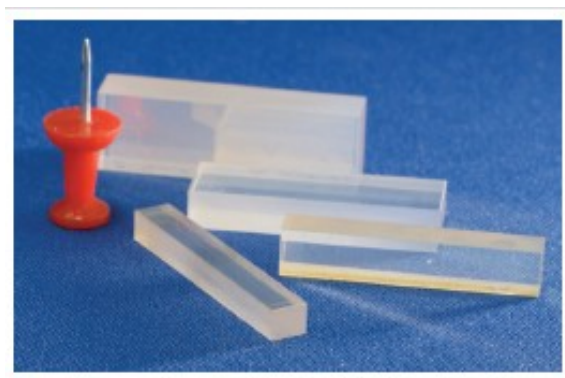


Рис. 2. Объемные брэгговские решетки из фото-термо-рефрактивного стекла

Они представляют собой участок фото-термо-рефрактивного стекла, в котором ультрафиолетовым излучением сформирована периодическая структура, модулирующая показатель преломления материала в продольном направлении. Важно, что главная особенность объемной чирпирующей брэгговской решетки (ОЧБР) заключается в том, что для разных длин волн условие Брэгга выполняется на разной глубине внутри решетки (рис. 3.).

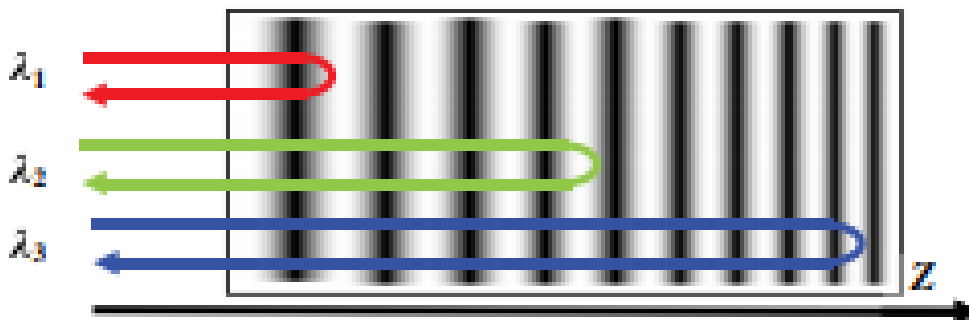


Рис. 3. Распространение излучения различных длин волн внутри решетки

В первой решетке длинноволновая часть излучения отражается от передней части решетки, а коротковолновая – от задней. Это обеспечивает формирование временной задержки между различными спектральными компонентами излучения – то есть, формирование чирпированного им-

пульса. Суммарное время задержки  $\tau_s$  между спектральными компонентами, отраженными от задней и передней границ решетки, определяется уравнением:

$$\tau_s = 2nT/c \quad (1)$$

где  $n$  – средний показатель преломления СВГ,  $c$  – скорость света.

Задержка между спектральными компонентами лазерного импульса определяется коэффициентом растяжения (SF):

$$SF = \tau_s / \Delta\lambda \quad (2)$$

Исходя из этого, зная ширину спектра сигнала и коэффициент растяжения, можно теоретически рассчитать длительность стретчируемого импульса [3].

Лазер на основе CPA подхода будет использован как один из компонентов разрабатываемой в ИПФ РАН мульти-ТВт лазерной системы среднего инфракрасного диапазона (рис. 4) [4].

### 1.1. Практическое применение ОЧБР в системе стретчер – компрессор

Параметрическое усиление фемтосекундных импульсов с помощью пикосекундных лазера накачки является одним из компонентов разрабатываемой в ИПФ РАН мульти-ТВт лазерной системы среднего инфракрасного диапазона (рис. 1.) [4].

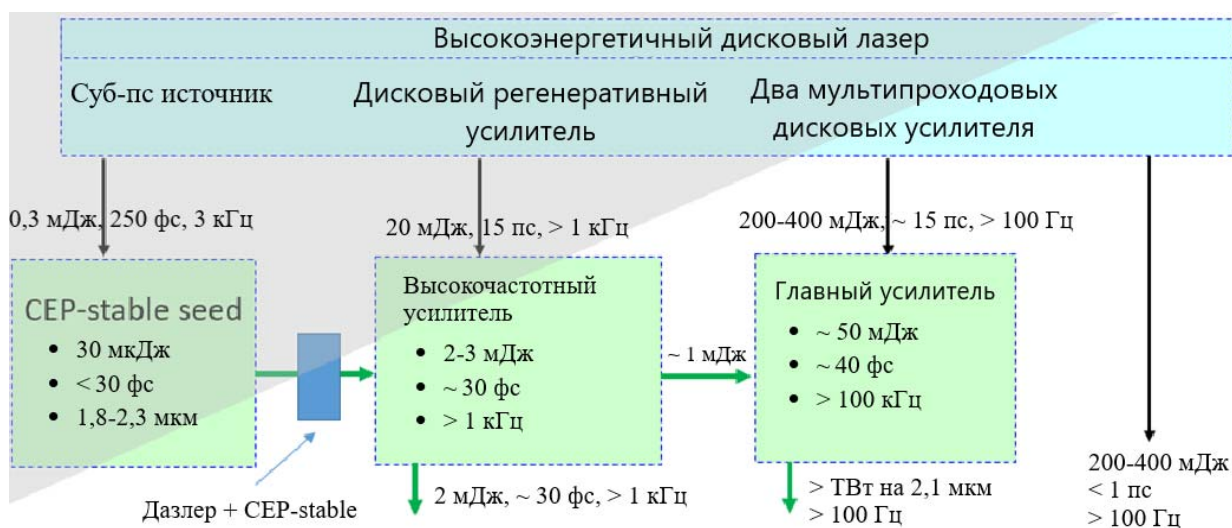


Рис. 4. Схема мульти-ТВт лазерной системы среднего инфракрасного диапазона

Согласно расчетам [4], оптимальная длительность импульса накачки для узла пс параметрического усиления должна составлять  $\sim 20$  пс. Например, в недавно разработанной лазерной системе «Sylos» [5] достигались длительности импульса накачки порядка 50 пс, что сравнимо с результатами, которые планируется получить в данной работе.

Источником исследуемой лазерной установки является коммерческий иттербиевый субпикосекундный лазер, излучение которого делится на 2 канала. Одна его часть преобразуется в параметрическом узле в широкополосное излучение в диапазоне 1,8–2,3 мкм. Другая часть исходного лазера используется для создания с применением CPA подхода высокоэнергетичного пикосекундного импульса с частотой около 3 кГц, который будет использоваться в качестве параметрической накачки для широкополосного фемтосекундного импульса. В качестве стретчера и компрессора в данной системе будут использоваться объемные чирпирующие брэгговские решетки.

Первым этапом работы стало исследование спектральных и временных характеристик высокоэнергетичного пикосекундного лазерного импульса при его усилении с применением CPA подхода. Для нахождения длительности исходного сигнала была снята его автокорреляционная функция. Ее ширина составила = 128 пс. Отсюда можно найти длительность импульса на входе равную 85 пс. Ширина спектра излучения составляет при этом 8 нм. Далее, этот сигнал направляется в чирпи-

рующую объемную брэгговскую решетку. Функция пропускания решетки ограничивает выходной спектр до 2,82 нм (рис. 5).

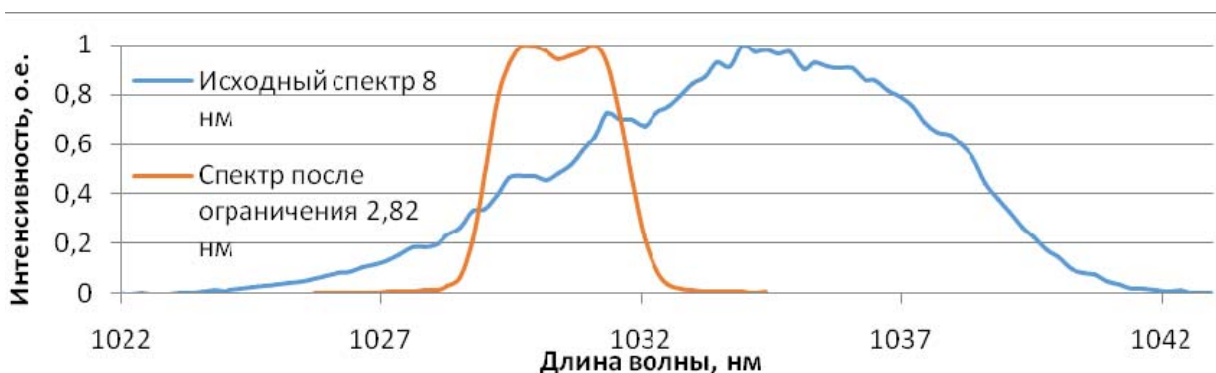


Рис. 5. Ограничение спектра сигнала функцией пропускания решетки

На основе данных о ширине спектра и длительности исходного сигнала, а также о функции пропускания решетки, можно произвести теоретический расчет длительности импульса на выходе из стретчирующей решетки:

$$\tau = \Delta\lambda \cdot SF - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\text{имп}}} \cdot \tau_{\text{имп}} = 2,82 \cdot 190 - \frac{2,82}{8} \cdot 85 = 506 \text{ пс} \quad (3)$$

где  $SF$  – стретчинг-фактор ОЧБР,  $\Delta\lambda$  – функция пропускания решетки,  $\Delta\lambda_{\text{имп}}$  – спектр исходного сигнала,  $\tau_{\text{имп}}$  – длительность исходного сигнала.

Результаты измерений длительности быстрым (время отклика 50 пс) фотодиодом и осциллографом показали, что после решетки длительность импульсов составляет ~550 пс, что близко к значению теоретических оценок.

После компрессии данного сигнала аналогичной брэгговской решеткой, установленной обратной стороной сигнал был снова направлен в автокоррелятор для измерения длительности, значение которой получилось равным 64 пс. Так как на выходе компрессора импульс не спектрально ограниченный, изменение ширины спектра сигнала может позволить линейно регулировать длительность импульса после компрессора. Это обусловлено тем, что импульс стретчирован во времени, соответственно при урезании крайних длин волн, уменьшается длительность импульса.

Поскольку для параметрического усиления длительность импульса после регенеративного усилителя должна составлять менее 30 пс, в систему стретчер-компрессор добавлено еще одно спектральное устройство – фильтр Вуда [6]. Фильтр Вуда – это поляризационный фильтр, основанный на эффекте двулучепреломления. Он вносит сильно различный фазовый набег в ортогональные поляризации излучения. При этом разница фазового набега сильно зависит от длины волны излучения за счет дисперсии материала. После прохождения через поляризатор спектр излучения становится модулированным, что в итоге позволяет получать очень узкие полосы пропускания. Использование пластины исландского шпата толщиной ~ 1 мм позволяет обеспечить разность набега фаз порядка  $\lambda/2$  в спектральном диапазоне около 1 нм. Причем, эта величина может регулироваться путем подстройки двулучепреломляющей пластины относительно поляризации излучения. Фильтр Вуда был установлен перед первой брэгговской решеткой, и ширина спектра излучения была уменьшена с 2,82 до 1,88 нм. В результате, после компрессора измеренная длительность импульса действительно уменьшилась и составила 37 пс.

Далее были выполнены аналогичные измерения с включенным дисковым регенеративным усилителем, полоса усиления которого ~1,5 нм. Энергия компрессируемых импульсов после второй брэгговской решетки составила 4 мДж при частоте повторения 3 кГц. Длительность импульсов составила 34 пс. После перенастройки фильтра Вуда, ширина спектра была уменьшена до 1 нм, а длительность импульса составила 25 нм.



Именно такая длительность лазерных импульсов требуется для использования в качестве пикосекундной параметрической накачки при усилении фемтосекундных импульсов в разрабатываемой мультитерагерцовой лазерной системе среднего инфракрасного диапазона [4].

## 1.2. Согласование дисперсий в системе стретчер-компрессор

У такой схемы, основанной на ОЧБР, есть свои недостатки, связанные с высокой вероятностью пробоя компрессора при высокой пиковой мощности лазерного излучения. Если эти решетки отлично подходят в ситуации, когда энергия в импульсе составляет несколько десятков мДж, то, например, для следующего каскада усиления в системе [4], они уже не подходят, так как там уже идет речь о сотнях мДж. Одним из вариантов решения данной проблемы является замена в роли компрессора ОЧБР на систему диэлектрических решеток [7]. Но тогда остро встает вопрос согласования дисперсий между стретчером и компрессором. У чирпирующих брэгговских решеток нет дисперсий выше второго порядка, поэтому, когда и стретчер и компрессор состояли из ОЧБР, такой проблемы не возникало. После замены ОЧБР в компрессоре на систему диэлектрических решеток, у которой присутствуют третьи и выше порядки дисперсии, возникла задача согласования этих дисперсий.

Для решения данной проблемы было предложено попытаться контролировать высшие порядки дисперсии ОЧБР с помощью наложения на нее некоего температурного профиля. Под влияние температуры происходят два процесса. Тепловое расширение материала, которое приводит к изменению периода самой решетки, изменение показателя преломления материала под действием температуры. Оба этих фактора влияют на дисперсию решетки.

Чтобы выяснить какой именно температурный профиль нужно наложить на решетку, чтобы получить нужные значения высших порядков дисперсии был написан код. Данный код моделирует изменение параметров решетки под действием температуры и на выходе выдает значение дисперсий при заданном градиенте температуры. Согласно результатам моделирования для компенсации дисперсии третьего порядка, для заданной конфигурации имеющегося компрессора на базе диэлектрических решеток, нужно наложить на имеющуюся ОЧБР температурный профиль в виде параболы с нагревом по краям относительно центра на  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Но в таком случае остается некомпенсированной дисперсия четвертого порядка. По нашим предположениям для их одновременной компенсации нужно выявить некий более сложный температурный профиль, над чем в данный момент идет активная работа. Первым способом моделирования различных температурных распределений является подведение элементов нагрева и охлаждения к различным частям решетки. Например, для получения параболического распределения нужно нагревать края решетки, при этом охлаждать ее центр. Вторым способом может стать специальное устройство, которое способно передавать заданный температурный профиль ОЧБР.

После обработки полученных с помощью программного кода данных встал вопрос об их соответствии действительности. Для подтверждения реальности полученных результатов планируется собрать установку на основе интерференционного метода. Данная схема будет предназначена для снятия зависимостей задержки от частоты при наложении на решетку различных температурных профилей.

## Выводы

В результате выполненной работы была построена система стретчер-компрессор для дискового лазерного усилителя на базе ОЧБР и достигнута на ней желаемая длительность. После замены в роли компрессора ОЧБР на систему диэлектрических решеток были выявлены проблемы, связанные с согласованием дисперсий высших порядков. Для их решения был разработан программный код, с помощью которого удалось подобрать подходящий параболический температурный профиль и смоделировать распределение высших порядков дисперсии. Используя данное температурное распределение, наложенное на ОЧБР, получилось компенсировать третий порядок дисперсии для заданного компрессора.

### Список литературы

1. Крюков П. Г., «Квантовая электроника»
2. <https://www.optigrate.com/>
3. Глебов Л., Смирнов В., Ротари Э., Коханоски И., Глебова Л., Смольски О., Люмо Ж., Лантигуа К., Глебов А., Оптическая инженерия 53 (5), 051514 (май 2014 г.)
4. Мухин И. Б., Волков М. Р., Викулов И. А., Перевезенцев Е. А., Палашов О. В., Квантовая электроника, 50:4 (2020), 321–326 [Quantum Electron., 50:4 (2020), 321–326].
5. Toth S., Stanislauskas T., Balciunas I., Budriunas R., Adamonis J., Danilevicius R., Viskontas K., Lengvinas D., Veitas G., Gadonas D. Published 24 July 2020 • © 2020 TheAuthor(s). Published by IOP Publishing Ltd.
6. Wood R. W., PHYSICAL OPTICS (1911)].
7. Treacy E. B., Treacy E. B. Optical pulse compression with diffraction gratings. IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454–458 (1969), Vol. 5, pp. 454–458.

# МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ТВЕРДОГО СЛОЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В КРИОГЕННОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

*Зарубина Елена Юрьевна (EYuZarubina@vniief.ru), Рогожина Марина Анатольевна*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

## Введение

Криогенная мишень непрямого облучения необходима для осуществления и демонстрации зажигания при проведении экспериментов по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). При сжатии термоядерной мишени вблизи ее порога зажигания может быть достигнута энергия выхода термоядерной реакции синтеза, превышающая энергию, вложенную в лазерный импульс. В общем случае криогенная мишень представляет собой полую сферическую оболочку с расположенным на ее внутренней поверхности сферически симметричным твердым криогенным слоем DT-топлива. Непрямое облучение предполагает конверсию (с применением бокса-конвертора) лазерного излучения в квазиравновесное рентгеновское излучение, которое затем облучает криогенную мишень.

В данной работе приведены результаты разработки методов контроля твердого слоя изотопов водорода в криогенной мишени непрямого облучения. Разработаны и введены в эксплуатацию три программы: программа вычисления видимой высоты мениска жидкого топлива при наполнении оболочки в процессе проведения экспериментов для получения твердого криогенного слоя заданной толщины, программа для теневого контроля параметров твердого криогенного слоя в плоскости локализации изображения, программа моделирования рентгеновского изображения криомишени методом трассировки лучей.

## Требования для зажигания криомишени

Криомишени, предоставляемые в лазерный эксперимент по зажиганию, должны соответствовать высоким требованиям. В различных информационных источниках приводятся следующие требования зажигания криомишени: шероховатость внутренней поверхности криослоя должна быть в пределах 1 мкм для всех мод (от  $l = 1$  до  $l = 1000$ , где  $l$  – номер моды, но на практике разрешение измерений обычно ограничивается модой  $l = 100$ ) и не более 0,25 мкм для мод выше  $l = 10$  [1]; однородность, сферичность, концентричность слоев должна быть менее 1–2 % [2]; однородность, сферичность, концентричность должна быть менее 1%, среднеквадратичная шероховатость  $0,1 \div 1$  мкм [3].

В работе [4] приведены требования к шероховатости поверхности DT-слоя в криомишени на установке NIF в трех частях. Форма, выраженная в первых шести модах из Фурье-анализа поверхности, полученного из радиально-угловой зависимости, связана с тепловым окружением и контролируется нагревателями на хольрауме. Для высоких мод  $l = 7 - 128$  должно выполняться условие шероховатости  $r_{ms} < 0,83$  мкм, это контролируется свойствами поверхности, бета-выравниванием, определяется начальным формированием слоя. Требования к локальным дефектам: а) площадь поперечного сечения канавки (плоская трещина на поверхности льда)  $A < 200$  мкм<sup>2</sup>; б) количество и длина дефектов (взвешенная сумма для линейных дефектов) должно быть:  $K < 0,7$  мкм ( $K = \sqrt{\sum((A_i)^2 \cdot L_i)} / V$ , где  $A_i$  и  $L_i$  – площадь и длина  $i$ -го дефекта,  $V$  – объем топлива для нормировки).

В работе [5] описаны требования к пустотам, трещинам: во внешнем полукольце топливного слоя изменения столбцовой плотности из-за множества пустот, трещин, дефектов должны быть менее четырех объемных процентов типичного объема  $0,3$  мкм<sup>3</sup> на дефект.

Неотъемлемой частью создания криогенной мишени является разработка методов контроля параметров слоя изотопов водорода, поскольку топливо в оболочке перераспределяется до тех пор, пока внутренняя поверхность криослоя не выстроится по изотермической поверхности, которая подвержена влиянию множества факторов и является неустойчивой во времени. Существует три метода контроля: оптический теневой и оптический интерферометрический для контроля криослоя в оптически прозрачных оболочках (например, полистирол), рентгеновский метод с фазовым контрастом для контроля криослоя в оптически непрозрачных оболочках (например, высокоплотный углерод) [4].

В настоящее время для отработки технологии создания криомишени используются только оптически прозрачные оболочки, поэтому в основном развивается направление оптической теневой диагностики криослоя. На стенде для исследования мишеней при низких температурах реализована возможность наблюдения криомишени с помощью двух взаимно ортогональных оптических схем. Концепция мишени не предусматривает ее вращения для трехмерного восстановления внутренней поверхности криослоя, поэтому измерение параметров криослоя по яркому кольцу на теневых изображениях возможно только в двух ортогональных друг другу плоскостях при фокусировке на экваторах оболочки, также есть возможность наблюдения неоднородностей при фокусировке на поверхностях мишени. В качестве источника излучения используются светодиодные источники белого света с коллиматорами для получения квазипараллельного пучка. Для сбора пучка излучения, прошедшего через мишень, используются объективы с увеличением 2X и 3X и рабочими расстояниями 92,0 мм и 77,8 мм соответственно. Для захвата изображения используются камеры с размером матрицы 4912x3684 пикселей. Оптический теневой метод наблюдения за криослоем заключается в следующем. Параллельный пучок видимого излучения падает на оболочку, затем, преломляясь и отражаясь на границах оболочки и криослоя, выходит из оболочки. Далее лучи, попадающие в апертуру наблюдения объектива, попадают на CCD-камеру, образуя теневое изображение. Источник излучения, объектив и камера должны быть строго соосны, образуя оптическую ось наблюдения, на которой располагается оболочка [6].

Построена теоретическая модель прохождения света через оптически прозрачную оболочку с топливом для исследования вклада различных групп лучей (т. е. лучей с одинаковыми отражениями и преломлениями) в теневое изображение. Наиболее точную информацию о внутренней поверхности криослоя несет в себе яркое кольцо, поэтому оно является характеристическим. Объектив фокусируется на экватор (среднюю плоскость) оболочки, поэтому, измеряя положение яркого кольца относительно внешней границы оболочки по теневому изображению, можно вычислить информацию о положении внутренней поверхности криослоя только в плоскости локализации изображения. Параметры оболочки с твердым криослоем, полученной в эксперименте по выравниванию криослоя на установке OMEGA [7], использовались для проверки теоретической модели. Получена зависимость толщины криослоя от положения яркого кольца на теневом изображении и параметров оболочки. Зависимость согласуется с графиками, полученными в работе [3].

Рентгеновский метод с фазовым контрастом основан на отклонении рентгеновских лучей на поверхностях криомишени. На внутренней поверхности льда лучи отклоняются, образуя на изображении область отсутствия сигнала – темное кольцо, которое является характеристическим для данного метода. Для образования такой картины источник рентгеновского излучения с размером фокусного пятна порядка микрон должен располагаться на минимально возможном расстоянии (около 7–10 см) к криомишени, на это расстояние накладываются ограничения размеры криостата, в котором располагается мишень. При этом рентгеновская камера для захвата изображения должна располагаться на расстоянии около 1 м от объекта. Моделирование оптических и рентгеновских изображений требуется для построения теоретических моделей прохождения видимого и рентгеновского излучения через мишень, которые позволяют найти связи между реальными параметрами поверхностей (положение поверхностей относительно внешней границы оболочки) и характеристическими особенностями (например, яркими и темными кольцами), видимыми на изображениях. С помощью теоретических моделей можно выявлять и исследовать различные факторы, влияющие на образование теневого изображения и ошибки измерений (например, несоосность измерительной

системы, смещение объекта исследования относительно фокальной плоскости системы, влияние расходимости и длины волны источника излучения и др.). Важной целью теоретического моделирования является также установление границ применимости методов измерения.

### **Программа для теневого контроля количества напускаемых жидких изотопов водорода**

Для получения твердого криогенного слоя заданной толщины необходимо контролировать количество напускаемых жидких изотопов водорода при наполнении оболочки. Проведен анализ формы поверхности жидкость-газ: получено, что форму поверхности в плоскости локализации изображения можно аппроксимировать эллипсом для вычисления объема жидкости, что подтверждается в работах [8, 9].

Для решения задачи получения криослоя заданной толщины разработана и введена в эксплуатацию программа вычисления видимой высоты мениска жидкого топлива при наполнении оболочки в процессе проведения экспериментов. Как показано на рис. 1, в качестве входных данных в программе используются известные параметры: диаметр и толщина стенки оболочки (мкм) – измеряются перед постановкой в криогенный эксперимент, требуемая толщина криослоя после выравнивания (мкм), диаметр оболочки (пиксели) – измеряется при юстировке оптической схемы наблюдения перед проведением эксперимента. Также выбираются нужные изотопы водорода ( $D_2$  или  $DT$ ), которые отличаются свойствами [10]. Выходной параметр программы – видимая на теновом изображении высота мениска жидкого топлива (пиксели). Программа позволяет контролировать уровень жидких изотопов водорода при наполнении оболочки для получения твердого криогенного слоя топлива требуемой толщины.

### **Программа для теневого контроля параметров твердого криослоя**

В настоящее время проводится работа над программой диагностики твердого слоя изотопов водорода. Далее описаны основные этапы программы на примере теневого изображения криомишени, представленного на рис. 2. В программе необходимо задать диаметр и толщину стенки оболочки в мкм, необходимый шаг по углу в градусах, название изображения для обработки и название файла для записи результата. Входные данные для изображения на рис. 2: диаметр оболочки 1215 мкм, толщина стенки оболочки 17 мкм, угловой шаг  $0,2^\circ$ . Далее все описанные ниже этапы выполняются автоматически.

Сначала цветное изображение преобразуется в полутоновое, применяется метод Канни обнаружения границ на изображении. Результат обработки представлен на рис. 3. Выполняются несколько итераций поиска внешней границы и центра оболочки. По найденным точкам, принадлежащим границе оболочки, проводится аппроксимация границы эллипсом (общий случай, если оболочка не является идеально сферической). Решается система уравнений с четырьмя неизвестными (полуоси и две координаты центра эллипса) – эта последняя итерация поиска центра. Бинарное изображение разворачивается в полярные координаты через последний центр [11]. Размер полярного изображения по горизонтали определяется заданным угловым шагом. Далее выполняется поиск внешней границы оболочки на развернутом изображении: найденные пиксели обозначены на рис. 3. Фильтруются выпадающие точки, которые возникают из-за дефектов изображения, пылинок на оболочке, выделенных границ капилляра и т. д. Интерполяционная функция и будет считаться внешней границей оболочки на развернутом изображении, а среднее значение составляющих ее координат будет полярным радиусом оболочки на развернутом изображении.

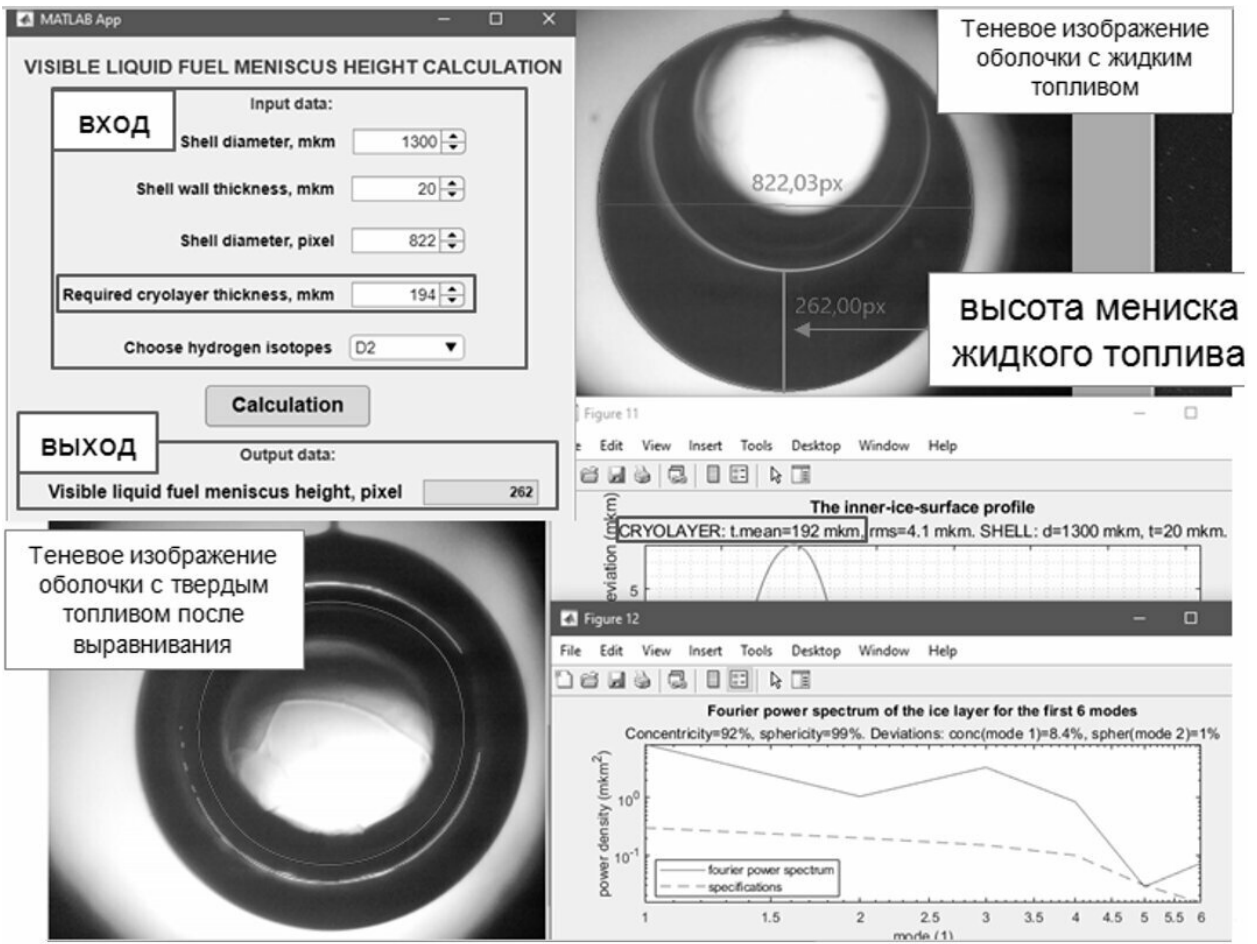


Рис. 1. Программа для контроля количества напускаемых жидких изотопов водорода

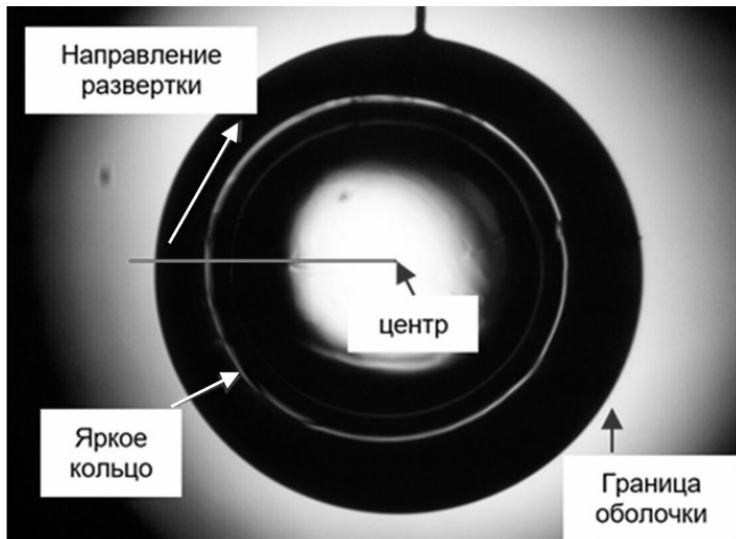


Рис. 2. Теневое изображение криогенной мишени

На следующем этапе проводится идентификация яркого кольца, как показано на рис. 4. В цикле для каждого столбца изображения на установленном вертикальном интервале с отрицательным шагом по вертикали находятся первые пиксели со значением «1» и их вертикальные координаты записываются в матрицу, эти пиксели принадлежат внешнему краю яркого кольца. Затем записанные

координаты нормируются на полярный радиус оболочки. Выполняется фильтрация выпадающих точек, полученных из-за дефектов изображения, разрывов в ярком кольце и т. д. Далее проводится идентификация внутреннего края яркого кольца, координаты внутреннего края нормируются на радиус оболочки. После этого находится среднее значение координаты яркого кольца для каждого столбца развернутого изображения отдельно. Идентифицированный набор координат, описывающий яркое кольцо, показан на рис. 4. Для устранения данных осцилляций, связанных с разрывами в границах яркого кольца, проводится аппроксимация координат яркого кольца и финальный набор координат, нанесенный на развернутое изображение, записывается в pdf-файл с результатами диагностики.

На последнем этапе для каждого значения яркого кольца находится значение толщины криослоя из зависимости, полученной при построении теоретической модели прохождения света через оболочку с топливом. Далее вычисляется среднее значение толщины криослоя и строится профиль внутренней поверхности криослоя (отклонение локальной толщины от средней) в плоскости локализации изображения, вычисляется спектр мощности Фурье до моды 6 (мода 1 – концентричность внешней сферической поверхности оболочки и внутренней поверхности криослоя, мода 2 – эллиптичность [12, 13]). Результат представлен на рис. 5. Для теневого изображения криогенной мишени, представленного на рис. 2, средняя толщина криослоя составляет 201 мкм; параметры внутренней поверхности криослоя: среднеквадратичная шероховатость 23 мкм, отклонение от концентричности 4 %, отклонение от сферичности 2 %.

Информация о профиле, спектре мощности Фурье, концентричности, сферичности и шероховатости внутренней поверхности криослоя, средней толщине криослоя, параметрах оболочки записывается в файл. Спектр мощности нужен для моделирования процесса имплозии мишени в эксперименте по зажиганию.

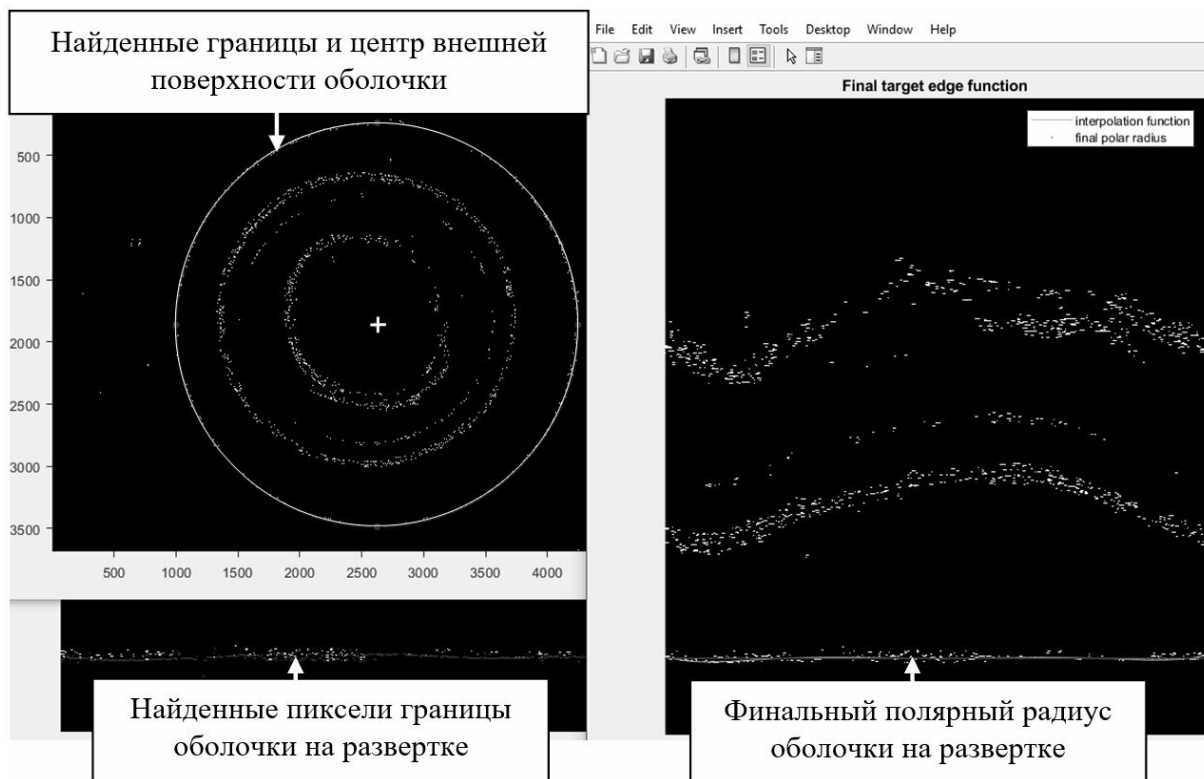


Рис. 3. Идентификация внешнего края оболочки

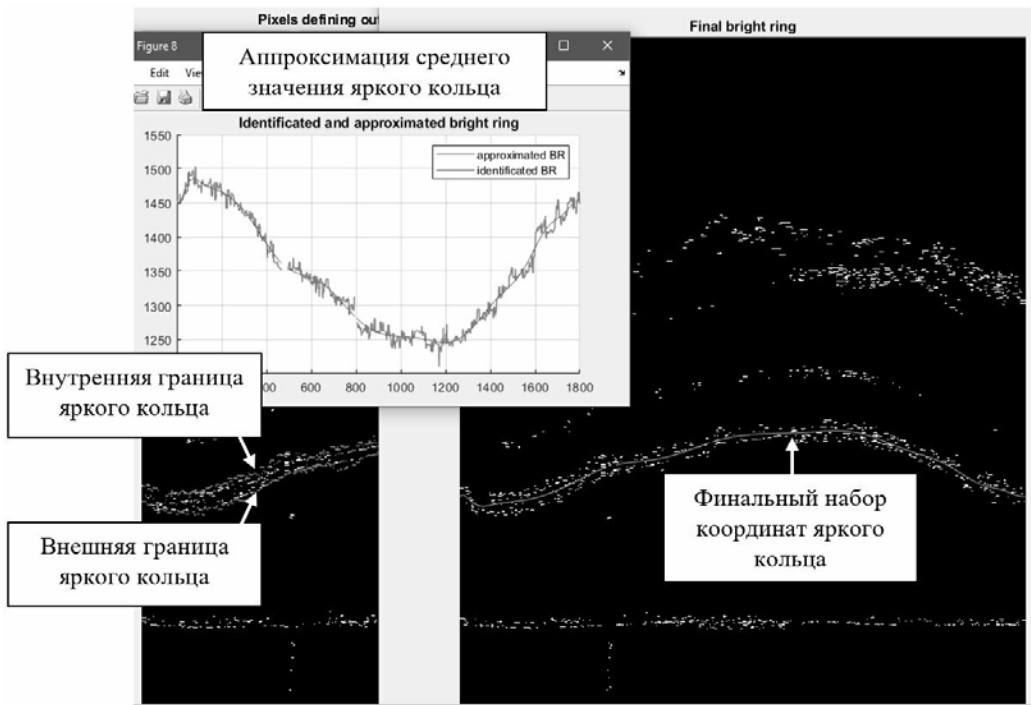


Рис. 4. Идентификация яркого кольца на развернутом изображении

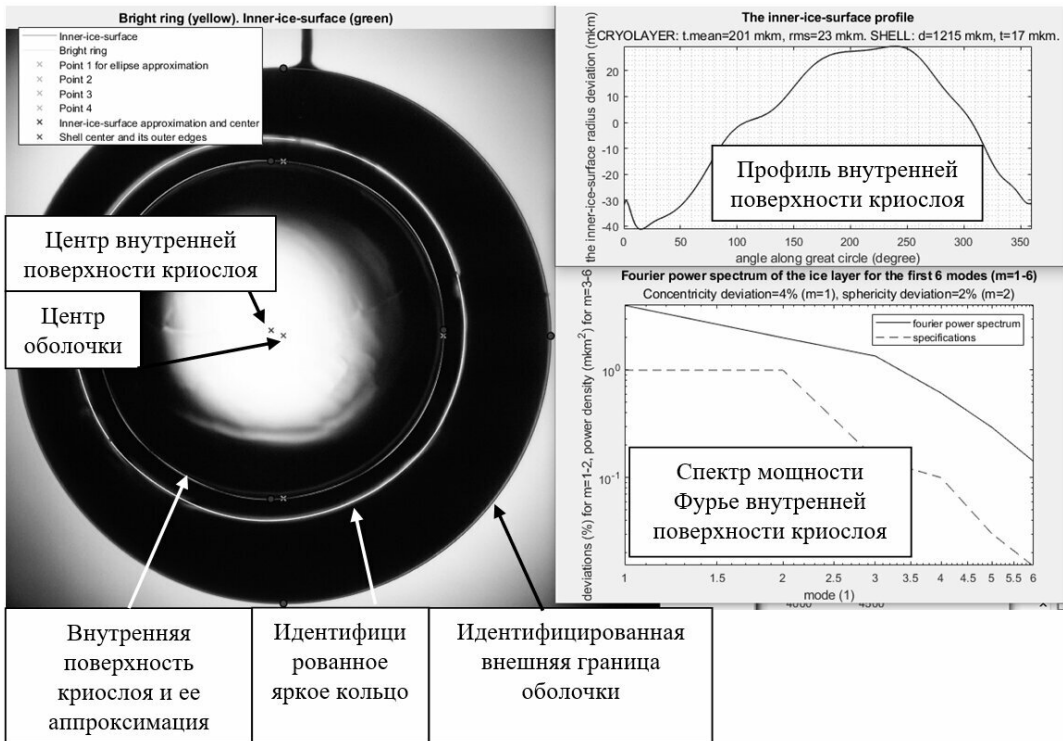


Рис. 5. Выходные данные программы

### Программа моделирования рентгеновского изображения криогенной мишени

Построена теоретическая модель прохождения параллельного пучка рентгеновского излучения через криогенную мишень. Разработана программа, в которой по заданным параметрам (диаметр и толщина стенки оболочки, толщина твердого слоя изотопов водорода, расстояние от крио-



мишени до детектора, материалы оболочки и топлива) моделируется рентгеновское изображение методом трассировки лучей. На рис. 6 представлено смоделированное рентгеновское изображение криомишени с входными параметрами, взятыми из работы [14]: диаметр бериллиевой оболочки 1077 мкм, толщина стенки оболочки 105 мкм, толщина криослоя DT-топлива 150 мкм, расстояние от криомишени до детектора 490 мм. Положение и ширина характеристических темных колец на смоделированном изображении согласуются с положением и шириной темных зон на расчетном профиле интенсивности, представленном в работе [14], подтверждая теоретическую модель.

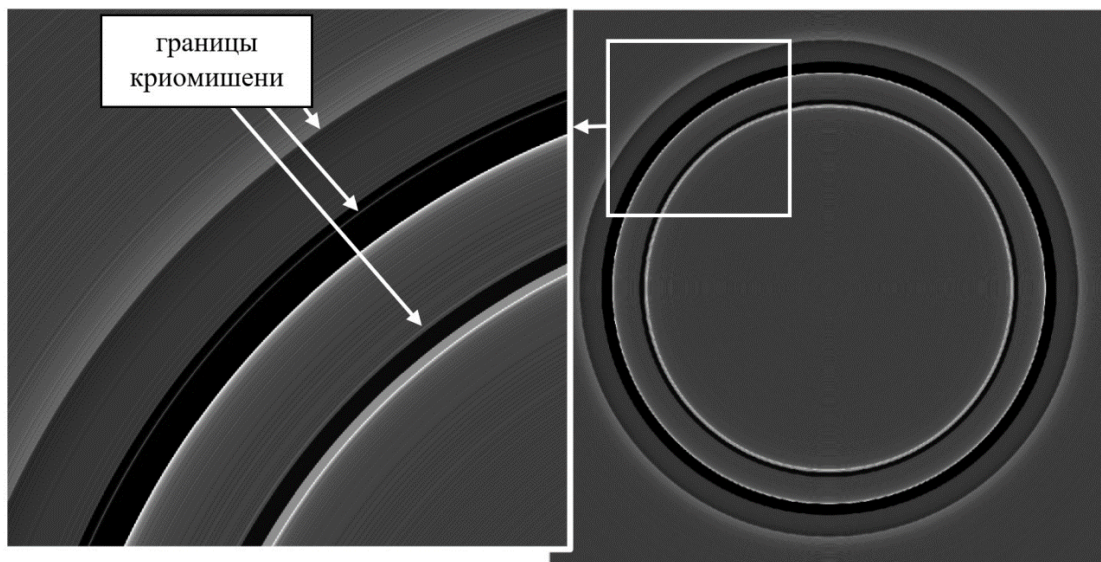


Рис. 6. Смоделированное рентгеновское изображение криомишени

В работах, проводимых на различных лазерных установках, до сих пор активно развиваются все методы диагностики криослоя, исследуются границы применимости методов. В эксперименте по зажиганию криомишени на NIF будет только рентгеновская диагностика по трем взаимно перпендикулярным осям, но такая диагностика не дает полную информацию о поверхности DT-слоя [4]. С помощью трех осей может быть определено не более одной канавки, при этом для достоверного определения канавки должны быть минимум 200 мкм в средней плоскости, примерно 2000 мкм длиной, ориентированы под углом менее  $45^\circ$  к оси наблюдения. Но все же рентгеновский метод обеспечивает более количественные измерения шероховатости, чем оптический. Рентгеновский метод дает возможность наблюдать только канавки, которые появляются возле края мишени, и можно количественно характеризовать только площадь поперечного сечения канавки, если она пересекает сегмент возле края мишени, при этом рентгеновская диагностика будет пропускать много канавок [15]. Стандартный теневой метод, основанный на зависимости между ярким кольцом и поверхностью льда при фокусировке на экваторе оболочки, может быть применен с приемлемой точностью только для усредненного положения двух ярких колец, полученных для одной плоскости наблюдения, при угле  $180^\circ$  между оптическими осями [7]. Корректны будут только самые низкие моды: до шестой. Дефект яркого кольца может напрямую коррелировать с дефектом внешней поверхности капсулы, что затрудняет диагностику криослоя.

Максимально полную диагностику параметров криослоя обеспечивает комбинация трех методов: теневой метод подходит для характеристики начального механизма образования кристалла и его ориентации (если это единичный кристалл), формирования и развития границ кристаллов, перемещения жидких изотопов водорода в процессе выравнивания; рентгеновский метод — для вычисления шероховатости низких и высоких мод; интерферометрический метод — для детального наблюдения локальных дефектов, изучения морфологии поверхности пар-лед [4]. Для оценки объема канавки используются глубина и ширина из рентгеновского изображения и длина из оптического изображения, это вероятностный подход.

## Заключение

Разработаны и введены в эксплуатацию три программы: программа вычисления видимой высоты мениска жидкого топлива при наполнении оболочки в процессе проведения экспериментов для получения твердого криогенного слоя заданной толщины, программа для контроля параметров твердого криогенного слоя в плоскости локализации изображения (профиль, спектр мощности Фурье, concentricity, сферичность и шероховатость внутренней поверхности криослоя, средняя толщина криослоя), программа моделирования рентгеновского изображения криомишени методом трассировки лучей. Работа по разработке методов контроля параметров твердого криогенного слоя продолжается. Проведены патентные исследования по данной теме. Анализ информационных источников показал, что впереди предстоит большой объем работы по разработке методов диагностики топлива в криомишени, поскольку в ведущих лабораториях мира до сих пор проводится активная работа по развитию методов диагностики, исследованию границ их применимости, усовершенствованию сложных алгоритмов анализа изображений и т. д.

## Список литературы

1. Sangster T. C., Betti R., Craxton R. S., et al. Cryogenic DT and D2 targets for inertial confinement fusion // PHYSICS OF PLASMAS 14, 058101, 2007.
2. Tianliang Yan, et al. Compact, snapshot and triple-wavelength system for ICF target ice-layer refractive index and thickness measurement // Optics and Laser Technology 134 (2021) 106595.
3. Koresheva E. R., Nikitenko A. I., Aleksandrova I. V. Possible approaches to fast quality control of IFE targets // Nuclear Fusion, September 2006. C. 891.
4. Koziowski B. J., Mapoles E. R., Sater J. D., et al. Deuterium-Tritium Fuel Layer Formation for the National Ignition Facility // Fusion Science and Technology, 59:1, 14–25, 2011.
5. Haan S. W., et al. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility // PHYSICS OF PLASMAS 18, 051001 (2011).
6. Зарубина Е. Ю., Соломатина Е. Ю. и др. Диагностика криослоя изотопов водорода в сферической оболочке по теневым изображениям. // Применение лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии. Труды международной конференции «XX Харитоновские тематические научные чтения»: сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019. – 531 с., ил. С. 114.
7. Three-Dimensional Characterization of Spherical Cryogenic Targets Using Ray-Trace Analysis of Multiple Shadowgraph Views // LLE Review, Volume 109. C. 4.
8. Harding D. R., Wittman M. D. & Edgell D. H. Considerations and Requirements for Providing Cryogenic Targets for Direct-Drive Inertial Fusion Implosions at the National Ignition Facility // Fusion Science and Technology, 63:2, 95-105, 2013.
9. Wittman M. D., Bredesen D. Modeling for Direct Drive Fusion Implosions: Cryogenic Target Filling at Arbitrary Viewing Angles and Yield Prediction // SimonNarang, SutherlandHighSchool, Pittsford, NewYork, November 2019.
10. Souers P. C. Hydrogen properties for fusion energy. 1986.
11. Three-dimensional characterization of cryogenic target ice layers using multiple shadowgraph views // LLE Review, Volume 104.
12. Three-Dimensional Characterization of Spherical Cryogenic Targets Using Ray-Trace Analysis of Multiple Shadowgraph Views // LLE Review, Volume 109. C. 4.
13. Lamy F., Voisin Y. Fusion Science and Technology, A Model to Characterize the D-T Layer of ICF Targets by Backlit Optical Shadowgraphy // Fusion Science and Technology, 2005.
14. Bernard Koziowski. Determining correct location of interfaces in x-ray images // UCRL-TR-207165, October 12, 2004. C. 4.
15. Koch J. A., Koziowski B. J., Salmonson J., et al. Optical and X-ray Characterization of Groove Profiles in DT Ice Layers // Target Fabrication Conference, 2008.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЗУБЧАТЫХ ДИАФРАГМ АПОДИЗАЦИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*Золотавин М. А. Научный руководитель: доцент кафедры общей физики  
ННГУ им. Лобачевского, д.ф.-м.н. Соловьев А. А.*

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

## Введение

Апертурное разделение лазерного импульса является удобным приемом для обеспечения требуемых экспериментальных условий, в частности, для диагностики спектрально-временных параметров лазерного импульса, обеспечения оптически синхронизованной диагностики накачка-зондирование или разбиения пучка на несколько пучков с одинаковой энергетикой. Однако, дифракционные эффекты, возникающие на резких границах пучка, способны существенным образом повлиять на пространственное распределение оптического поля на некотором удалении от диафрагмы. В случае с импульсами больших мощностей крайне важна минимизация эффекта конструктивной интерференции, в результате которого на профиле интенсивности могут возникать «горячие точки» с локальным четырехкратным увеличением интенсивности, приводящие к оптическим пробоям элементов схемы. Кроме того, в результате влияния дифракционных эффектов распределение интенсивности на интерференционной картине зачастую крайне неоднородно, что также затрудняет её анализ. Отчасти решить эту проблему могут помочь специальные зубчатые аподизирующие диафрагмы, снижающие амплитуду пространственных неоднородностей пучка. В сочетании с пространственным фильтром, можно добиться значительной гомогенизации пространственного профиля лазерного пучка. В данной работе при помощи численных методов исследуется вопрос эффективности применения зубчатой аподизирующей диафрагмы при апертурном разделении мощных фемтосекундных импульсов. Особое внимание уделено влиянию геометрических параметров диафрагмы (числа зубцов, их длины и пр.) на однородность спектрально временных параметров пучков после разделения.

## Теоретическая часть

Скалярное приближение теории дифракции позволяет успешно описывать распространение пространственно-модулированных световых волн без учета их временной структуры. В скалярном приближении электромагнитное поле в вакууме  $E(\mathbf{r}, t)$  удовлетворяет волновому уравнению

$$\Delta E - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (1.1)$$

где  $v$  – фазовая скорость. В рамках данной работы наиболее важными заключениями о характере распространения электромагнитной волны на основании (1.1) являются единственность решения волнового уравнения (1.1) и его линейность. На данном этапе работы мы не касались нелинейных явлений, полагая, что распространение пучка происходит полностью в вакууме.

Одна из важнейших задач, решение которой необходимо найти, состоит в следующем: в плоскости  $z = 0$  задано волновое поле  $E(x, y, t)$ . Требуется найти волну (решение волнового уравнения)  $E(\mathbf{r}, t)$  в области  $z > 0$ ; в частности, ответить на вопрос: какое поле создаётся этой волной в некоторой плоскости  $z = \text{const} > 0$ ?

Используя свойство линейности волнового уравнения и его следствие – принцип суперпозиции – можно предложить следующую схему решения сформулированной выше задачи. Представим заданное волновое поле  $E(x, y, t)$  в плоскости  $z = 0$  (по аналогии с входным сигналом линейного фильтра) в виде линейной суперпозиции некоторых более простых волновых полей и найдём реше-

ния волнового уравнения, соответствующие каждому слагаемому в этой суперпозиции. Искомое решение (по аналогии с выходным сигналом фильтра) находится как линейная суперпозиция решений, соответствующих каждому слагаемому «входного сигнала». Действительно, рассматриваемая волновая задача может быть сформулирована и решена так же как задача возбуждения колебаний в механических или электрических системах. Так же, как в задаче фильтрации колебаний, необходимо «правильно» выбрать базис – те элементарные волновые поля в плоскости  $z = 0$ , для которых решение волнового уравнения найти проще всего и суперпозиция которых даёт заданное «входное» поле. Таким образом, пространство между двумя плоскостями  $z = 0$  и  $z = \text{const} > 0$  – это простейший линейный пространственный фильтр, изображённый на рис. 1а. Входным сигналом фильтра является поле  $f(x, y)$  в плоскости  $z = 0$ , а выходной сигнал фильтра – поле  $g(x, y)$  в фиксированной плоскости  $z = \text{const} > 0$ . Эквивалентная блок-схема фильтра изображена на рис. 1б.

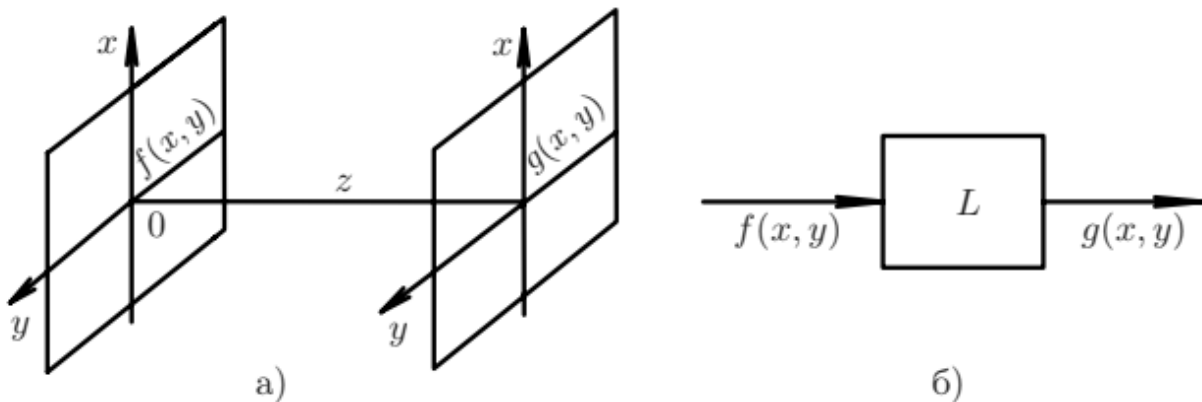


Рис. 1. Аналогия задачи о нахождении поля в плоскости  $z > 0$  с откликом линейного фильтра на входной сигнал

Операцию преобразования входного сигнала  $f(x, y)$  в выходной  $g(x, y)$  линейным фильтром можно записать в виде равенства

$$L[f(x, y)] = g(x, y). \quad (1.2)$$

Рассмотрим теперь случай, когда между плоскостями  $z = 0$  и  $z > 0$  распространяется плоская волна:

$$V(\mathbf{r}, t) = a \exp(-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})). \quad (1.3)$$

Ясно, что в области  $z > 0$  плоская волна (1.3) «убегает» от границы  $z = 0$ , если  $k_z > 0$ , и, наоборот, «бежит» к плоскости  $z = 0$  при  $k_z < 0$ . На самой плоскости  $z = 0$  две волны, отличающиеся только знаком  $k_z$ , создают одно и то же поле, т. е. удовлетворяют одному и тому же краевому условию

$$V|_{z=0} = a \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i(k_x x + k_y y))$$

Комплексная амплитуда плоской волны есть

$$f(x, y, z) = a \exp\left(i\left(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)\right). \quad (1.4)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что (1.4) есть решение уравнения Гельмгольца, которое на плоскости  $z = 0$  удовлетворяет условию

$$f(x, y, z)|_{z=0} = f(x, y) = a \exp(i(k_x x + k_y y)). \quad (1.5)$$

Сравнивая (1.4) и (1.5), мы видим, что поле плоской волны в некоторой плоскости  $z = \text{const} > 0$  связано с полем этой волны в плоскости  $z = 0$  равенством

$$g(x, y) = f(x, y, z)|_{z=\text{const}} = f(x, y) \cdot \exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right), \quad (1.6)$$

т. е. поля отличаются множителем  $\exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)$ , определяющим набег фазы при распространении волны от одной плоскости до другой.

Простой факт, заключённый в равенстве (1.6), имеет важнейшие следствия, если вновь обратиться к колебательно-волновым аналогиям. Воздействие пространственного фильтра на плоскую волну сводится, согласно (1.6), к умножению «входного поля»  $\exp(i(k_x x + k_y y))$  на комплексное число

$$H(k_x, k_y) = \exp\left(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right) \quad (1.7)$$

(при фиксированном  $z$  это число зависит от проекций волнового вектора плоской волны  $k_x, k_y$ ). Следовательно, если входной сигнал фильтра есть плоская волна, то равенство (1.2) имеет вид

$$L[\exp(i(k_x x + k_y y))] = H(k_x, k_y) \exp(i(k_x x + k_y y)). \quad (1.8)$$

Соотношения (1.6) и (1.8) выражают один и тот же факт: плоские волны являются собственными функциями пространственного фильтра.

Функция (1.7) является аналогом частотной характеристики  $H(\omega)$  линейной колебательной системы и может быть названа частотной характеристикой свободного пространства.

Поле плоской волны в плоскости  $z = 0$ :  $\exp(i(k_x x + k_y y))$  является аналогом гармонического колебания  $\exp(i\omega t)$ . Это одна из причин, по которой пару чисел  $k_x, k_y$  называют пространственными частотами.

Модуль функции  $|H(k_x, k_y)| = 1$  можно называть амплитудной характеристикой, а  $\arg H = \left(\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z\right)$  – фазовой характеристикой свободного пространства.

Таким образом, изложенный выше метод расчёта распределения интенсивности в произвольной плоскости  $z = \text{const}$  при заданном распределении в плоскости  $z = 0$  фактически соответствует применению преобразования Фурье к известному распределению с последующим восстановлением дифракционной картины в другой плоскости, что и было сделано в данной работе.

### Практическая часть

Для численного моделирования дифракции лазерного излучения на отверстиях произвольной формы был написан программный код на языке Python. Алгоритм работы кода следующий: программа получает на вход все необходимые данные (распределение амплитуды излучения в плоскости диафрагмы, расстояние от диафрагмы до экрана и длина волны излучения) и при помощи алгоритма быстрого преобразования Фурье (далее – БПФ) «пересчитывает» заданное распределение амплитуды в нужную плоскость. Использование алгоритма БПФ обусловлено более высокой скоростью работы (по сравнению с обычным преобразованием Фурье) и его наличием в библиотеке Python, что избавляет от необходимости создавать соответствующий код вдобавок к основному.

В целях подтверждения корректности работы программного кода были проведены экспериментальные измерения с использованием лазерного диода и диафрагмы переменного диаметра (см. рис. 2), результаты которых затем были сравнены с результатами, полученными численными методами. На рис. 3 представлено сравнение дифракционных картин для 9-ти и 12-ти мм апертур при различных расстояниях до экрана, полученных экспериментальным и теоретическими путями.

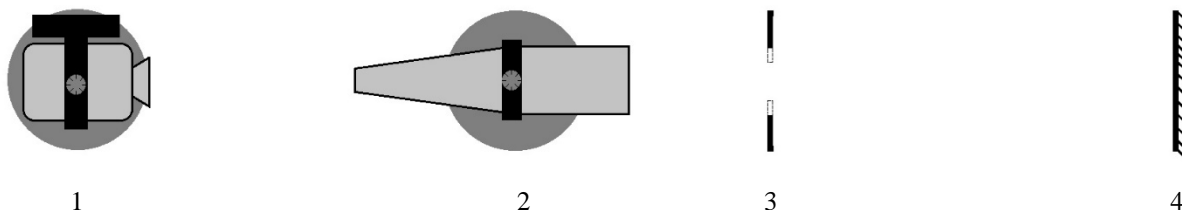


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной установки (1 – лазерный диод, 2 – телескоп, 3 – круглая диафрагма переменного диаметра, 4 – экран)

Некоторые визуальные расхождения экспериментально и теоретически полученных картин могут быть объяснены влиянием нескольких факторов: во-первых, дифракционные картины от лазерного излучения фиксировались обыкновенной фотокамерой, возможности которой ограничива-

ются сравнительно небольшим набором режимов съёмки, из-за чего некоторые детали картин могут быть зафиксированы не в полной мере, или же вообще остаться незамеченными на снимках (например, некоторые интерференционные кольца расположены достаточно близко друг к другу, вследствие чего на снимке могут визуальнo «слиться» в одно). Во-вторых, играет роль возможная неточность при измерениях расстояния до экрана и диаметра апертуры, что влечет за собой невозможность абсолютно точного задания входных параметров при численном моделировании распространения луча.

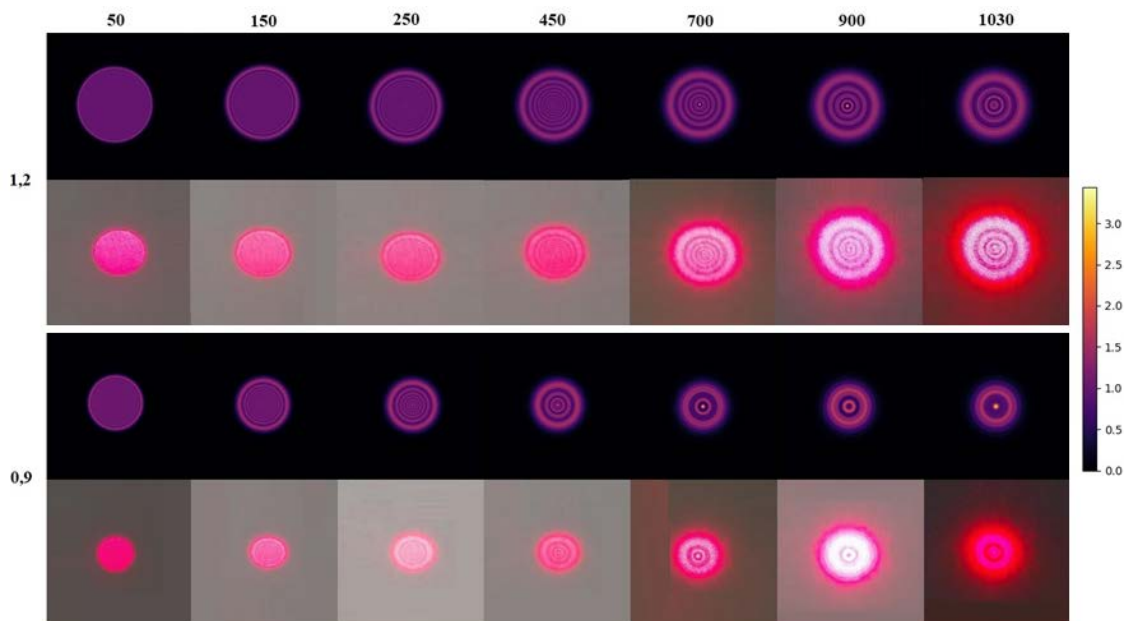


Рис. 3. Сравнение дифракционных картин (нижние ряды соответствуют экспериментальным данным, верхние – численному моделированию). Сверху указаны соответствующие расстояния до экрана (в см), слева – диаметры апертур (в см), справа – шкала амплитуд для картин из правых колонок)

Таким образом, численное моделирование с использованием созданного программного кода на основе БПФ позволяет удовлетворительно описывать распространение лазерного излучения через диафрагмы различного диаметра, поэтому его можно использовать также и для случая более сложной геометрии апертуры.

На рис. 4 показаны аподизирующие диафрагмы с различным количеством зубцов по краям, которые могут быть использованы для минимизации эффекта конструктивной интерференции при прохождении лазерного излучения через диафрагму и для получения более однородной дифракционной картины.

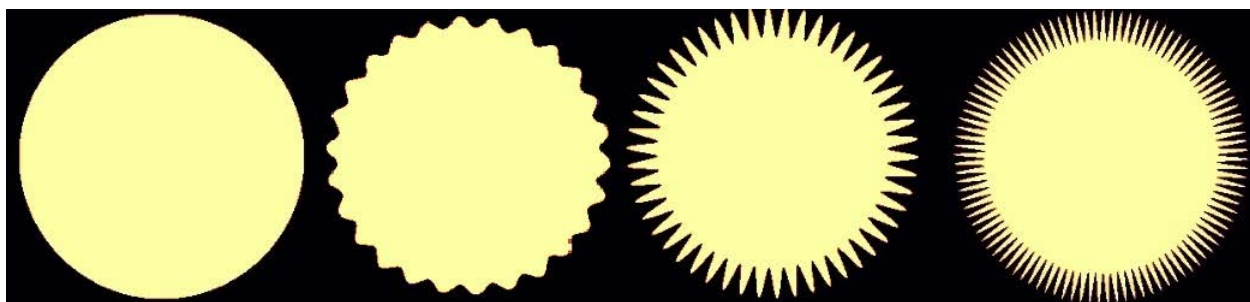


Рис. 4. Диафрагмы с различным количеством зубцов и их длиной (слева направо: без зубцов, 26 зубцов, 50 и 100)

Варьируя число зубцов и их длину, можно добиться различных структурных изменений дифракционной картины. Для моделирования данной ситуации воспользуемся данными о дифракцион-

ных картинах после 9 мм апертуры. Будем рассматривать случай с 26, 50 и 100 зубцами при их длине в 0,2, 0,6 и 1 мм для каждого из числа зубцов. Результаты моделирования можно наблюдать на рис. 5.

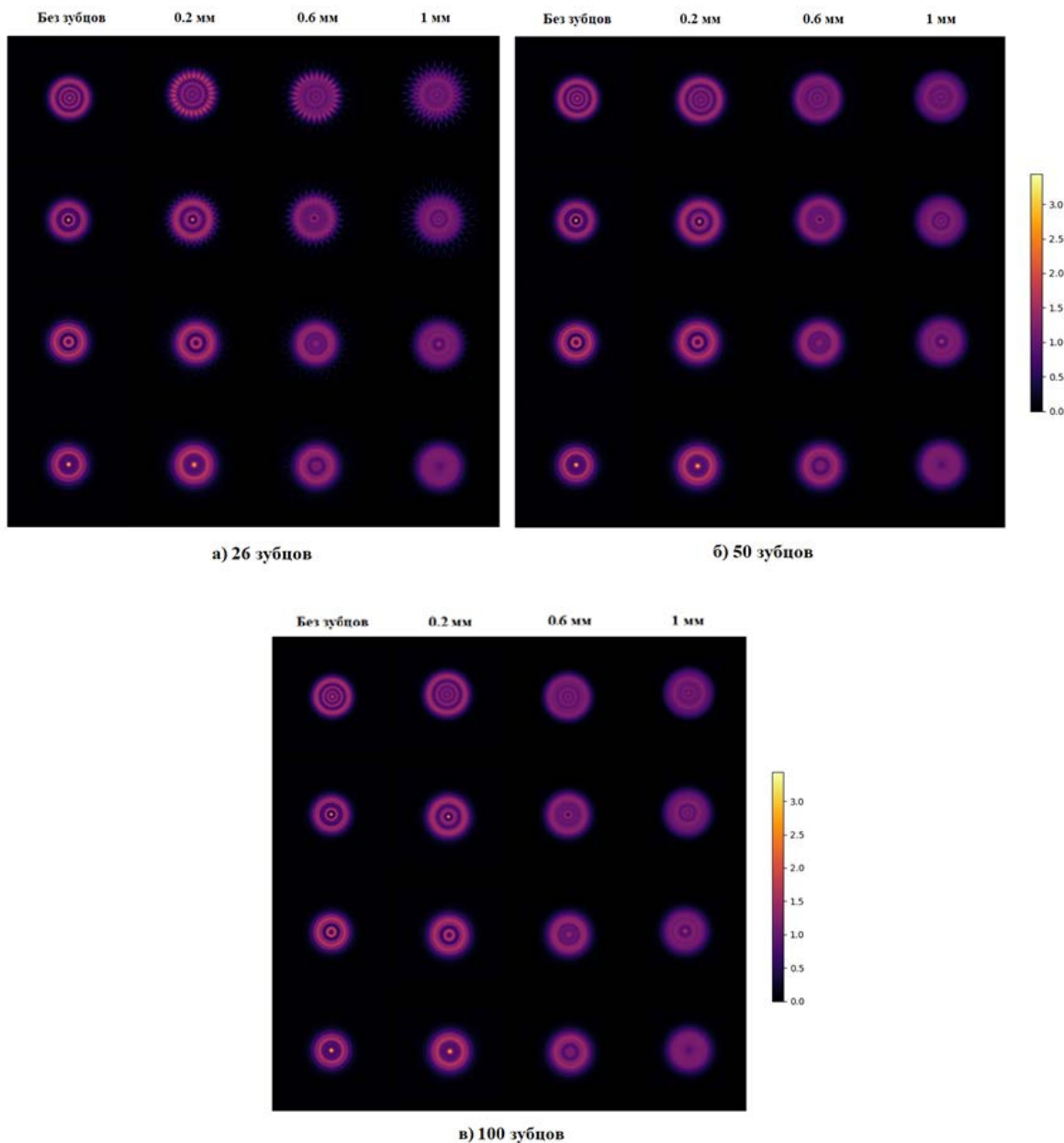


Рис. 5. Структурные изменения в дифракционных картинах при разных числах и длинах зубцов. Расстояния до экрана (в см) для каждого из трёх случаев, сверху вниз: 450, 700, 900, 1030. Справа изображена шкала интенсивности излучения

Как видно из полученных картин, увеличение длины зубцов влечёт за собой “сглаживание” профиля интенсивности и снижение средней яркости картины, а увеличение числа зубцов способствует снижению числа нежелательных объектов на изображении (например, тусклых вторичных колец по периметру, образованных в результате дифракции на зубцах). Кроме того, в процессе реальных измерений по краям дифракционной картины могут возникать нежелательные детали, делающие изображение менее сфокусированным. Они обусловлены дифракцией на краях апертуры и в процессе эксперимента могут быть подавлены установкой на пути луча специальных оптических приборов, работающих как пространственный фильтр низких частот (например, телескопа). Добавление в тест кода фрагмента, который будет «отсекать» высокие пространственные частоты,

фактически соответствующие установке телескопа в схему экспериментальной установки. Пример работы такого фильтра для случая 9 мм апертуры с 26 зубцами показан на рис. 6:

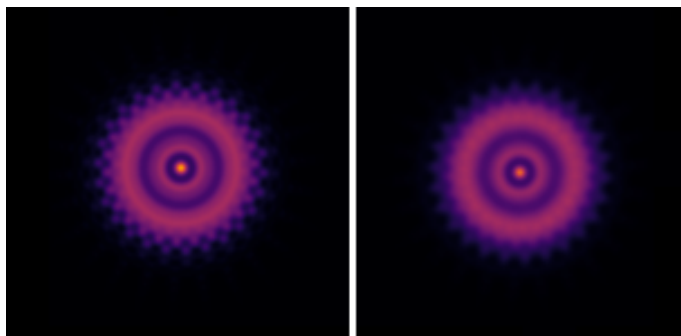


Рис. 6. Слева направо: дифракционная картина при неактивном фильтре и при активном (параметры измерений: диаметр апертуры 9 мм, расстояние до экрана 7 м, число зубцов 26, длина зубцов 0.2 мм)

Более корректная работа части кода, отвечающей за пространственный фильтр, может быть гарантирована только после проведения реальных экспериментальных измерений с использованием зубчатых диафрагм.

### Выводы

Полученные результаты могут быть легко объяснены, если учесть, что величина волнового параметра  $p = \frac{\sqrt{\lambda z}}{d}$  ( $\lambda = 650$  нм – длина волны,  $d$  – диаметр апертуры,  $z$  – расстояние до экрана)

в условиях проведенных измерений во всех случаях была порядка 1. Следовательно, справедливо приближение теории дифракции Френеля. Действительно, наличие зубцов по краям апертуры способствует частичному перекрытию зон Френеля (для 9 мм апертуры на расстоянии в 9 м от экрана их число составляет примерно 47, наличие зубцов длиной 1 мм способствует частичному перекрытию примерно 10 зон), находящихся по краям отверстия, при чем чем ближе зона расположена к краю, тем большая её часть перекрывается зубцами. Это влечет за собой уменьшение количества колебаний, приходящих в произвольную точку экрана и, как следствие, уменьшение интенсивности излучения в данной точке. Неравномерность перекрытия зон Френеля приводит к «размытию» дифракционной картины.

Результаты моделирования распространения лазерного излучения через зубчатые диафрагмы подтверждает целесообразность их использования при проведении измерений с использованием мощных источников излучения (например, фемтосекундных лазеров), так как они позволяют получать более однородные дифракционные картины в сочетании с более низким профилем интенсивности, что, кроме прочего, снижает вероятность повреждения лабораторного оборудования в процессе измерений. Кроме того, данная работа в перспективе может быть обобщена на случай наличия не только пространственных, но и временных частот, так как в процессе реальных измерений картина распределения амплитуды поля на апертуре изменяется во времени (например, при прохождении через неё лазерного импульса с несколькими периодами колебаний оптического поля).

### Список литературы

1. Sizova I., Moskalev T., Mikheev L. Laser beam shaping with circular serrated apertures. I. Spatial filtering. – Moscow, Russia: Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 2019.
2. Лошкин Г. Р. Дифракция. Пространственная фильтрация. – учебное пособие по курсу Общая физика. Изд. 2-е, испр. и доп. – М. : МФТИ, 2016. – 156 с.
3. Бельков С. А., Воронич И. Н., Гаранин С. Г., Зималин Б. Г. Зубчатые аподизирующие диафрагмы с высокой лучевой прочностью // Оптический журнал. – 2016. – Т. 83. – № 2. – С. 49–56.



# ПИКОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ~11 МКМ

*И. О. Киняевский<sup>1</sup>, А. В. Корибут<sup>1</sup>, Я. В. Грудцын<sup>1</sup>, Л. В. Селезнев<sup>1</sup>, В. И. Ковалев<sup>1</sup>,  
Е. Э. Дунаева<sup>1</sup>, А. А. Ионин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

## Введение

Лазерные системы, излучающие импульсы ультракороткой (фемто- и пикосекундной) длительности с пиковой мощностью, достигающей тераватт и даже петаватт [1], являются уникальным инструментом для экспериментальных исследований в области нелинейной оптики, физики плазмы, ускорения частиц и ряда других. При этом для ряда применений лазерные системы среднего ИК-диапазона являются более предпочтительными по сравнению с системами ближнего ИК-диапазона, поскольку пондеромоторная сила электромагнитного поля и критическая плотность плазмы зависят от длины волны излучения как  $\lambda^2$  и  $\lambda^{1/2}$ , соответственно [2]. Среди таких применений можно отметить ускорение частиц и генерацию аттосекундных импульсов [3], а также нелинейно-оптическое распространение лазерного импульса в воздухе, что может открыть новые возможности для атмосферных приложений в окне прозрачности атмосферы 8–14 мкм [4].

Наиболее перспективная схема, для получения мощных ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны 10–11 мкм является гибридная. В этой схеме твердотельный задающий генератор (ЗГ) обеспечивает лазерный импульс с заданными спектральными и временными характеристиками, а требуемая энергия достигается при его усилении в газовом усилителе. На данный момент нам известна единственная в мире гибридная пикосекундная лазерная система с длиной волны ~10 мкм – Brookhaven Accelerator Test Facility (ATF CO<sub>2</sub> laser) в Brookhaven National Laboratory, США [5, 6]. Ранее была анонсирована возможность выхода этой лазерной системы на уровень мощности в 100 ТВт [6], однако на данный момент, судя по публикациям, её пиковая мощность в лазерном импульсе длительностью 2 пс составляет ~5 ТВт [5].

В представляемых материалах будут описаны последние результаты исследований, проводимых в ОКРФ ФИАН, направленные на разработку твердотельной лазерной системы, излучающей импульсы длительностью ~1 пс и длиной волны 10–11 мкм, которая планируется использоваться как ЗГ для мощной гибридной лазерной системы среднего ИК-диапазона.

## Экспериментальная схема

Разрабатываемый твердотельный лазерный источник, излучающий мощные (суб) пикосекундные импульсы с центральной длиной волны в районе 10–11 мкм, будет являться ЗГ гибридной системы: твердотельный задающий генератор и газовый усилитель на основе CO<sub>2</sub>-лазера высокого давления (рис. 1). Отметим, что в работе [5] исходный импульс ЗГ длительностью 0,35 пс испытывал существенное сужение спектральной ширины и увеличение длительности до 2 пс в процессе усиления в регенеративном CO<sub>2</sub>-лазерном усилителе. Поэтому в отличие от схемы ATF CO<sub>2</sub> laser мы рассматриваем схему без регенеративного усилителя, однако в этом случае энергия импульса ЗГ должна достигать 0,1–1 мДж. Поскольку лазерные системы с требуемыми характеристиками коммерчески не доступны, то мы провели исследования по созданию твердотельного ЗГ с применением широко распространенного фемтосекундного титан-сапфирового лазера с энергией импульса ~10 мДж, который сочетает в себе высокую энергетику в ультракоротком лазерном импульсе при развитой технологии его производства и коммерческой доступности.

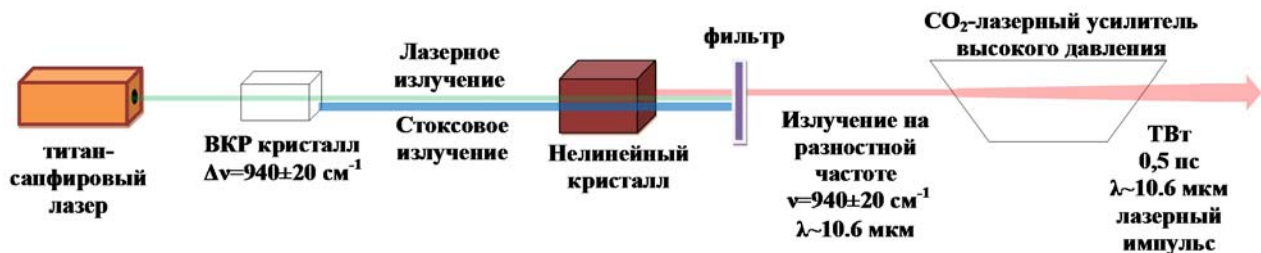


Рис. 1. Принципиальная схема лазерной системы

В экспериментах использовался стартовый титан-сапфировый лазер, входящий в УФ тераваттную гибридную Ti:Sapphire/KrF лазерную систему [7]: длина волны излучения 0,75 мкм, длительность импульса 0,1 пс, энергия в импульсе до 7 мДж. Лазерный импульс с длиной волны 10–11 мкм формировался путем преобразования частоты излучения стартового лазера последовательно в ВКР (вынужденное комбинационное рассеяние) и ГРЧ (генерация разностной частоты) кристаллах. Отметим, что комбинирование процессов ВКР и ГРЧ в одной лазерной системе является нетривиальной задачей. С одной стороны, коэффициент ВКР усиления квадратично возрастает с уменьшением длины волны излучения накачки. С другой стороны согласно соотношению Мэнли–Роу эффективность ГРЧ будет выше для лазерных импульсов с большей длиной волны (меньшей разницей в энергии фотонов накачки и преобразованного излучения).

Для лазерной системы среди множества ВКР-активных сред мы выбрали кристалл  $\text{BaWO}_4$  поскольку, в интересующем нас диапазоне частотных сдвигов (его ВКР частотный сдвиг  $925 \text{ см}^{-1}$  соответствует длине волны излучения 10,8 мкм, близкой к максимуму контура усиления  $\text{CO}_2$ -лазера – 10,6 мкм), он обладает очень высоким коэффициентом ВКР усиления –  $8 \text{ см}^2/\text{ГВт}$  на длине волны накачки 1064 нм [8]. Также этот кристалл обладает широким диапазоном прозрачности (ширина запрещенной зоны 5,4 эВ) и высокой оптической стойкостью. Отметим, что отклонение частотного ВКР-сдвига  $925 \text{ см}^{-1}$  от максимума контура усиления  $940 \text{ см}^{-1}$  можно скомпенсировать в ГРЧ кристалле за счёт большой ширины спектра стартового фемтосекундного лазера  $\sim 100 \text{ см}^{-1}$ .

Среди нелинейных кристаллов для этапа ГРЧ мы протестировали кристаллы GaSe и LiGaS<sub>2</sub>. Кристалл GaSe широко известен как один из лучших для преобразования лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона в средний и дальний-ИК диапазоны [9]. Наш образец GaSe длиной 5 мм. Нелинейный кристалл LiGaS<sub>2</sub> имеет на порядок меньший нелинейный коэффициент, но благодаря большой ширине запрещенной зоны и, соответственно, высокому порогу оптического разрушения он является перспективным для нашей задачи [10]. Образец LiGaS<sub>2</sub> длиной 2 мм был вырезан в плоскости XY ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 37^\circ$ ). Оба типа кристалла имеют достаточное двулучепреломление для выполнения условий фазового синхронизма для преобразования частоты излучения титан-сапфирового лазера в район длины волны 11 мкм.

## Результаты эксперимента

К сожалению, в экспериментах с фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера зарегистрировать какой-либо сигнал, соответствующий ВКР, нам не удалось. Это связано с тем, что время дефазировки колебаний  $T_2$  в кристалле  $\text{BaWO}_4$  составляет 6,6 пс и значительно больше длительности лазерного импульса (0,1 пс). Это приводит к нестационарности ВКР преобразования и снижению его эффективности. Для фемтосекундных лазерных импульсов также значительно возрастает роль дисперсии среды и сопутствующих нелинейных процессов, таких как нелинейное поглощение, фазовая самомодуляция, самофокусировка и других, которые могут негативно влиять на эффективность преобразования, качество пучка, спектральные и временные характеристики импульса. Поэтому для решения возникшей проблемы лазерные импульсы были растянуты во времени до  $\sim 200 \text{ пс}$  (исходная длительность спектрально ограниченного импульса 0,1 пс).

Чирпированный лазерный импульс с энергией  $\sim 5 \text{ мДж}$  направлялся через линзу с фокусным расстоянием 1 м в кристалл  $\text{BaWO}_4$  длиной 15 мм. Кристалл располагался в сходящемся пучке до фокальной плоскости линзы, при этом интенсивность излучения на передней грани кристалла со-

ставляла  $\sim 1$  ГВт/см<sup>2</sup>. Линейная поляризация лазерного луча была перпендикулярна оптической оси кристалла ВаWO<sub>4</sub>. Для снижения порога ВКР генерации вместе с лазерным импульсом основной частоты следовал широкополосный импульс наносекундной длительности, дающий затравку для стокового излучения [11]. В этом случае наблюдалась генерация стокового импульса с длиной волны 0,8 мкм (рис. 2). Эффективность ВКР преобразования по энергии достигала  $\sim 3$  % [12]. Для дальнейшего увеличения эффективности ВКР преобразования в схему позади первого образца был добавлен второй образец кристалла ВаWO<sub>4</sub> длиной 10 мм. Таким образом, использование схемы с двумя кристаллами ВаWO<sub>4</sub> позволило повысить эффективность ВКР преобразователя до  $\sim 10$  % по энергии (интегральной по спектральному распределению) [11], то есть в  $\sim 3$  раза по сравнению с ранее использованной схемой с одним кристаллом. Однако большая часть этой энергии оказалась распределенной по широкому спектральному интервалу в виде дополнительных пиков (рис. 2). Природа большой спектральной ширины стокового излучения может быть связана с другими нелинейными эффектами, например 4-х волновым смещением. Отметим также, что при добавлении второго кристалла ВаWO<sub>4</sub> в экспериментах наблюдалось смещение положения максимума стокового излучения от 804 нм до 811 нм при неизменных остальных условиях (рис. 2).

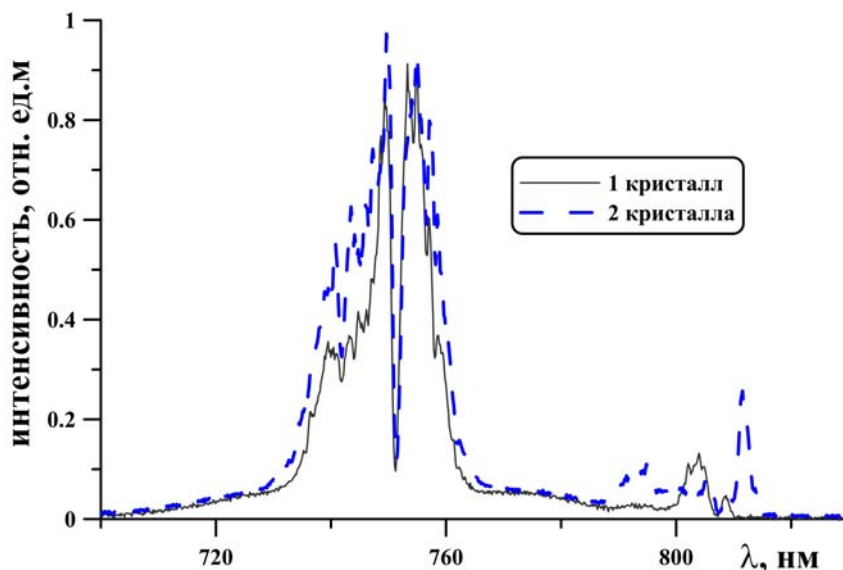


Рис. 2. Спектры излучения на выходе ВКР преобразователя состоящего из 1-го (сплошная линия) и 2-х (пунктирная линия) кристаллов ВаWO<sub>4</sub>

В экспериментах по ГРЧ в средний ИК-диапазон использовалась схема ВКР преобразователя с одним кристаллом ВаWO<sub>4</sub>. Нелинейные кристаллы, GaSe, либо LiGaS<sub>2</sub>, располагались вблизи фокальной плоскости линзы. Процесс ГРЧ в нелинейных кристаллах осуществлялся между основной частотой лазера ( $\lambda \approx 0,75$  мкм) и стоковой ВКР компонентой ( $\lambda \approx 0,8$  мкм). Максимальная эффективность ГРЧ наблюдалась при углах фазового синхронизма (внутренний угол)  $17,9^\circ$  в GaSe и при  $37,4^\circ$  в LiGaS<sub>2</sub> кристаллах. Эти значения оказались в хорошем согласии с рассчитанными.

Энергия импульса среднего ИК-диапазона достигала 60 нДж как для образца GaSe, так и для LiGaS<sub>2</sub> [11]. Это соответствует общей эффективности ВКР+ГРЧ схемы примерно  $10^{-3}$  %. Таким образом, обнаружено, что в наших условиях, несмотря на то, что кристалл LiGaS<sub>2</sub> имел значительно меньший коэффициент нелинейности, он обеспечивал такой же КПД, как и кристалл GaSe. Причиной этого является гораздо более высокий порог оптического повреждения и меньшие оптические потери излучения накачки на нелинейное поглощение.

Спектр импульса среднего ИК-диапазона, измеренный с помощью сканирующего ИК-спектрометра, имел максимум в районе длины волны 11,1 мкм (рис. 3). Спектральная ширина по полувысоте составила 0,2 мкм, которая соответствует длительности спектрально-ограниченного импульса  $\sim 0,9$  пс, что почти на порядок меньше ширины полосы импульса стартового лазера. Это связано с тем, что как импульс основной частоты лазера, так и стоковой компоненты были chirпированы

с одинаковых знаком. Мы полагаем, что увеличение ширины спектра лазерного импульса среднего ИК-диапазона (уменьшения его длительности) возможно при временном сжатии лазерного импульса между этапами ВКР и ГРЧ.

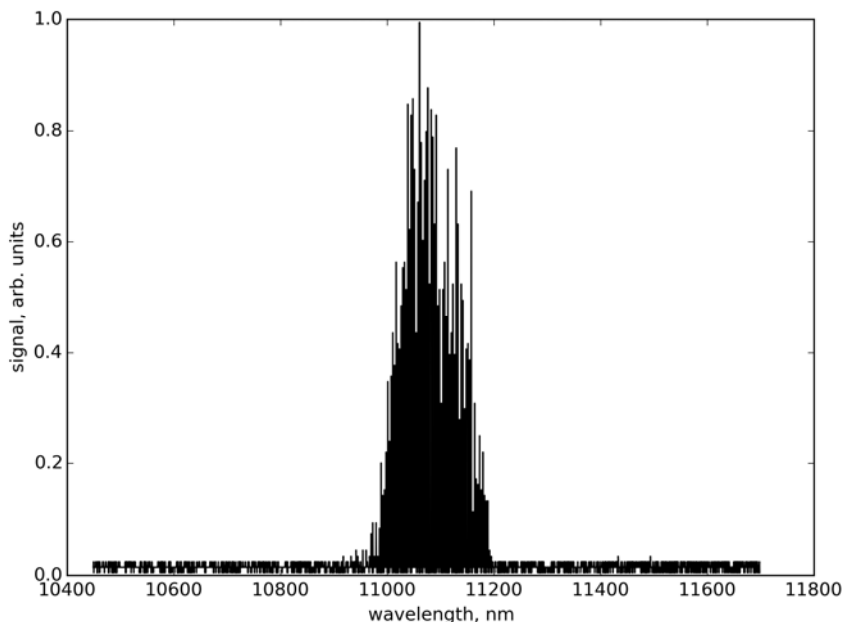


Рис. 3. Спектр импульса среднего ИК-диапазона

### Заключение

Таким образом, разработана твердотельная лазерная система среднего ИК-диапазона, состоящая из фемтосекундного титан-сапфирового лазера, ВКР преобразователя на основе кристалла  $\text{BaWO}_4$  и генератора разностной частоты (кристалл  $\text{GaSe}$  или  $\text{LiGaS}_2$ ). Лазерная система излучала импульсы с энергией до 60 нДж и центральной длиной волны 11,1 мкм. Ширина спектра на полувысоте составила 0,2 мкм, что соответствует спектрально-ограниченной длительности импульса  $\sim 0,9$  пс. Установлено, что использование широкополосной затравки снижает порог ВКР генерации стоксового импульса, однако это также приводит к уширению стоксового излучения и, как следствие, ограничению эффективности лазерной системы. Для повышения эффективности и энергетичности лазерной системы мы предлагаем перейти к схеме ВКР преобразования чирпированных импульсов без использования дополнительного затравочного излучения, как в работе [13]. Разработанную лазерную систему предполагается использовать в качестве источника затравочных импульсов для  $\text{CO}_2$ - или  $\text{N}_2\text{O}$ -лазеров высокого давления, имеющих максимум усиления в районе длины волны 11 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10068, <https://rscf.ru/project/22-79-10068/>.

### Список литературы

1. Коржиманов А. В. и др. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – №. 1. – С. 9–32.
2. Pogorelsky I. V. et al. New opportunities for strong-field LPI research in the mid-IR // Relativistic Plasma Waves and Particle Beams as Coherent and Incoherent Radiation Sources. – SPIE, 2015. – Т. 9509. – С. 69–78.
3. Mitrofanov A. V. et al. Chirp-controlled high-harmonic and attosecond-pulse generation via coherent-wake plasma emission driven by mid-infrared laser pulses // Optics Letters. – 2020. – Т. 45. – №. 3. – С. 750–753.

4. Tochitsky S. et al. Megafilament in air formed by self-guided terawatt long-wavelength infrared laser // *Nature Photonics*. – 2019. – Т. 13. – №. 1. – С. 41–46.
5. Polyanskiy M. N. et al. Demonstration of a 2 ps, 5 TW peak power, long-wave infrared laser based on chirped-pulse amplification with mixed-isotope CO<sub>2</sub> amplifiers // *OSA Continuum*. – 2020. – Т. 3. – №. 3. – С. 459–472.
6. Babzien M., Pogorelsky I. V., Polyanskiy M. Design and Applications of the Brookhaven 100 TW CO<sub>2</sub> Laser // *Quantum Information and Measurement*. – Optica Publishing Group, 2014. – С. JW2A. 25.
7. Zvorykin V. D. et al. GARPUN-MTW: A hybrid Ti: Sapphire/KrF laser facility for simultaneous amplification of subpicosecond/nanosecond pulses relevant to fast-ignition ICF concept // *Laser and Particle Beams*. – 2007. – Т. 25. – №. 3. – С. 435–451.
8. Lisinetskii V. A. et al. Measurements of Raman gain coefficient for barium tungstate crystal // *Laser Physics Letters*. – 2005. – Т. 2. – №. 8. – С. 396.
9. Nikogosyan D. N. *Nonlinear optical crystals: a complete survey*. – Springer Science & Business Media, 2006.
10. Grudtsyn Y. V. et al. Broadband (8,5–13,5 μm) intra-pulse difference frequency generation in a LiGaS<sub>2</sub> crystal of a 90 fs 744 nm laser pulse after its continuous redshift in air // *Optics Letters*. – 2021. – Т. 46. – №. 14. – С. 3420–3423.
11. Kinyaevskiy I. O. et al. Stimulated Raman Scattering of Chirped Ti: Sapphire Laser Pulses in BaWO<sub>4</sub> Crystal // *Russian Physics Journal*. – 2022. – Т. 64. – №. 11. – С. 2058–2061.
12. Kinyaevskiy I. O. et al. Frequency down-conversion of a chirped Ti: sapphire laser pulse with BaWO<sub>4</sub> Raman shifter and second-order nonlinear crystal // *Laser Physics Letters*. – 2022. – Т. 19. – №. 9. – С. 095403.
13. Киняевский И. О. и др. Эффективное ВКР чирпированных импульсов титан-сапфирового лазера в кристалле BaWO<sub>4</sub> // *Квантовая электроника*. – 2022. – Т. 52. – №. 3. – С. 278–282.

# ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОЩНОМ УСИЛИТЕЛЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛАСТИНАТЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

*Д. А. Кузин, А. В. Старобор*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

## Введение

Сегодня лазеры высокой средней мощности нашли широкое применение в медицине, промышленности и телекоммуникациях и не только, так же они стали активно использоваться как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях в различных областях науки и техники. На их основе создаются источники излучения различных диапазонов. Такие источники компактны и обладают рекордно высокой средней яркостью, что открывает для них множество новых приложений. Одним из наиболее амбициозных проектов является создание компактного, но мощного источника рентгеновского излучения, основанного на обратном эффекте Комптона [1]. В космической сфере существуют такие перспективные проекты, как создание лазерных двигателей [2] и удаление с орбиты космического мусора [3–5]. В военной области активно разрабатывается лазерное оружие и лазерные системы наведения. Одним из самых перспективных типов лазеров, позволяющих достигать высокую среднюю мощность, является твердотельный лазер на основе кристалла алюмо-иттриевого граната, легированного трехзарядными ионами иттербия  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{Yb:YAG}$ ) с диодной накачкой. Одной из основных проблем, возникающих при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью, является тепловыделение в оптических элементах лазерных систем. Особенно эти проблемы свойственны активным элементам (АЭ) лазеров или магнитооптическим элементам изоляторов Фарадея. Нагрев элемента приводит к ухудшению его свойств, фазовым и поляризационным искажением излучения. Для эффективного охлаждения элемент должен иметь малый размер по той координате, вдоль которой происходит охлаждение, и большую площадь охлаждаемой поверхности. Можно выделить три подходящие геометрии: тонкий слэб (толщина  $\sim 1$  мм), тонкий стержень (диаметр  $\sim 1$  мм) и тонкий диск (толщина  $\sim 0,3$  мм).

Одной из наиболее перспективных технологий создания лазеров с высокой средней мощностью является использование активных элементов на основе тонких стержней из  $\text{Yb:YAG}$  [6], обладающих высоким усилением. Однако масштабирование энергии импульса выше уровня нескольких мДж для таких усилителей ограничено порогом пробоя АЭ. В связи с этим в качестве конечного усилителя было предложено использовать квантрон на основе АЭ в форме тонкой пластины (слэба). Слэб допускает масштабирование за счет увеличения поперечных размеров, что значительно уменьшает проблему нелинейных эффектов и оптического пробоя, что позволяет увеличить энергию импульсов до нескольких десятков мДж при использовании схемы чирпированного усиления импульсов. Также тонкие пластины обладают высоким отношением площади охлаждения к объему активного элемента, что уменьшает паразитные тепловые эффекты [7, 8], которые являются одной из основных проблем, возникающих при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью. Нами было предложено в качестве окончательного усилителя ультракоротких импульсов использовать тонкий слэб прямоугольного сечения с коллинеарным прохождением излучения накачки и усиливаемого излучения. Были рассмотрены две геометрии АЭ: симметричный слэб с охлаждением с обеих больших сторон и использование новой геометрии АЭ, в которой вдоль единственной охлаждаемой стороны распространяется пучок эллиптического сечения. К преимуществам этой геометрии относится гораздо более высокая технологичность изготовления и монтажа к системе охлаждения. В работе рассматриваются тепловые эффекты в обеих геометриях АЭ и приведены экспериментальные результаты по усилению и измерению качества пучка в таких АЭ.

## Теоретическая модель

За счет неравномерного распределения температуры в слэбовом АЭ, в сечении кристалла изменяются его характеристики: сечения поглощения и люминесценции, показатель преломления и др. Это приводит к уменьшению коэффициента усиления и к возникновению тепловой линзы с довольно значительной оптической силой, что приводит к искажению формы пучка на выходе из квантрона. Для учета этих эффектов была разработана численная модель.

Расчет усиления проводился путем решения балансных уравнений [9]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial I_p}{\partial z} &= -\left(\sigma_{abc}(\lambda_p)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_p)N_{Up}\right)I_p \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} &= -\left(\sigma_{abc}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}\right)I_L \\ \frac{\partial N_{Up}}{\partial t} &= \frac{I_p}{h\nu_p}\left(\sigma_{abc}(\lambda_p)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_p)N_{Up}\right) + \\ &+ \frac{I_L}{h\nu_L}\left(\sigma_{abc}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}\right) - \frac{N_{Up}}{\tau} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где  $I_p$  и  $I_L$  – интенсивности излучения накачки и лазерного излучения в объеме АЭ,  $\lambda_p$  и  $\lambda_L$  – длины волн излучения накачки и лазерного излучения,  $\sigma_{abc}(\lambda)$  и  $\sigma_{em}(\lambda)$  – эффективные сечения поглощения и усиления на данной длине волны,  $N_{Yb}$  – объемная концентрация  $Yb^{3+}$  в АЭ,  $N_{Up}$  – населенность верхнего уровня,  $\nu_p$  – частота излучения накачки,  $\tau$  – время жизни. Ширина полосы излучения накачки и лазера считается бесконечно малой. Сечения поглощения и люминесценции входящие в уравнения (1) существенным образом зависят от температуры, поэтому даже при комнатной температуре, расчет происходящих тепловых процессов является необходимым компонентом расчета лазерных характеристик квантрона.

Для расчета тепловых процессов совместно с системой балансных уравнений решается уравнение теплопроводности, которое в общем виде выглядит как:

$$\frac{\partial(a(T) \cdot T)}{\partial t} - \nabla(k(T) \cdot \nabla T) = q(x, y, z, t), \quad (2)$$

где  $a$  – объемная теплоемкость,  $k$  – теплопроводность,  $q$  – объемная плотность тепловыделения. Общими параметрами системы балансных уравнений и уравнения теплопроводности являются тепловыделение, вычисляемое из балансных уравнений, и температура, от которой зависят параметры кристалла ( $\sigma_{em}$ ,  $\sigma_{abc}$ ), входящие в балансные уравнения.

Система балансных уравнений решалась последовательным применением метода Рунге-Кутты второго порядка по времени и пространственной координате, таким образом, была учтена зависимость от времени.

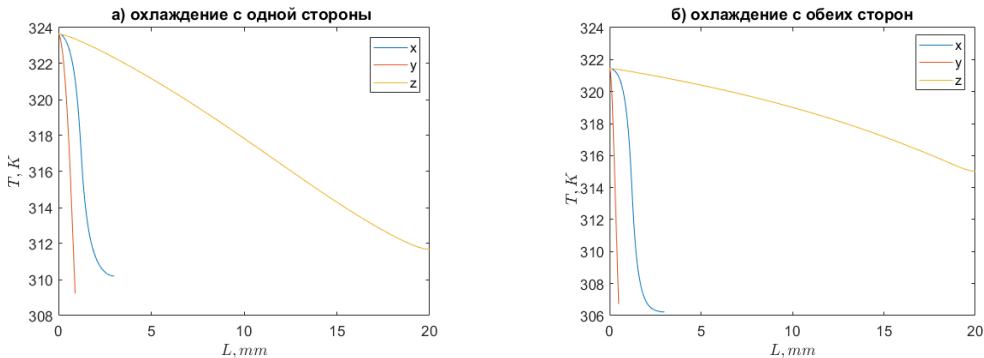


Рис. 1. Типичная зависимость температуры от расстояния от оси активного элемента. На рис. а – охлаждение с одной стороны б – охлаждение с обеих сторон

Для моделирования распределения температуры, усиления и величины  $M^2$  в квантроне при охлаждении с одной и двух сторон были взяты размеры предполагаемых АЭ  $1 \times 6 \times 20$  мм и  $4 \times 4 \times 20$  мм соответственно, при охлаждении с одной стороны радиатором служила пластина из карбида кремния (SiC) размерами  $2 \times 6 \times 20$  мм. Размер пучка накачки в модели был  $2,4 \times 0,4$  мм.

На рис. 1 приведены зависимости температуры от координаты для АЭ охлаждаемого с одной (рис. 1,а) и двух сторон (рис. 1,б) АЭ для мощности накачки 400 Вт. Температура в АЭ охлаждаемом с одной стороны зависит от расстояния от центра пучка до охлаждаемой поверхности и при максимально близком положении (1,3–1,5 радиуса пучка) слабо отличается от температуры АЭ охлаждаемого с обеих сторон. Градиенты температуры, дающие основной вклад в тепловую линзу также практически одинаковы.

На рис. 2 представлен расчет плотности энергии и выходной мощности усиленного сигнала в зависимости от ширины профиля излучения накачки и сигнала. Графики приведены для мощности усиливаемого сигнала 10 Вт (@1,5кГц) при доступной мощности накачки 400 Вт. Из представленных изображений видна нелинейная зависимость и наличие оптимума при заданных ограничениях выходной плотности мощности порогом пробоя покрытия кристалла

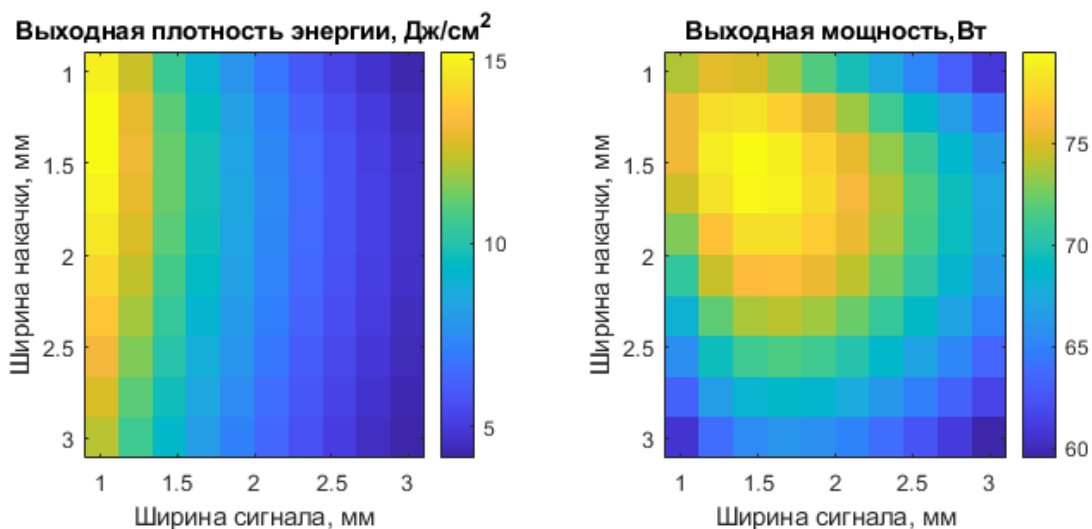


Рис. 2. Зависимости выходной плотности энергии и мощности усиленного излучения от ширины пучка излучения накачки и сигнала для 10 Вт мощности усиливаемого сигнала

### Экспериментальные измерения

С учетом моделирования были разработаны и созданы два квантрона на основе  $\text{Yb}(2\%):\text{YAG}$ . Первый из них основан на АЭ из пластины размерами  $1 \times 6 \times 20$  мм, зафиксированный между двумя охлаждаемыми медными радиаторами с помощью пластичного термокля. Второй образован пластиной размерами  $4 \times 4 \times 20$  мм, приклеенный УФ-отверждаемой смолой одной стороной к пластине из карбида кремния (SiC)  $2 \times 6 \times 20$  мм, которая, в свою очередь, припаяна к радиатору. При этом излучение проходит через  $\text{Yb}:\text{YAG}$  вдоль этой же стороны максимально близко к теплоотводу. Такая конструкция позволяет облегчить монтаж, обеспечивая при этом достаточное охлаждение и отсутствие напряжений при монтаже. Порог пробоя покрытия кристалла составляет  $\sim 8 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ .

Система накачки состояла из двух диодных модулей (960 нм) высокой яркости с волоконным выходом с диаметром сердцевины 130 мкм и асферическим коллиматором с фокусным расстоянием 30 мм. Излучение профилировалось до нужного размера пятна с помощью перестраиваемого цилиндрического телескопа ориентированного сагиттально и аксиальной цилиндрической линзы. Перетяжки в обеих плоскостях были совмещены. Пятно накачки на активном элементе имело размеры  $\sim 1,2 \times 0,4$  мм для охлаждения с одной стороны и  $2,4 \times 0,4$  мм для охлаждения с обеих сторон. Сигнал



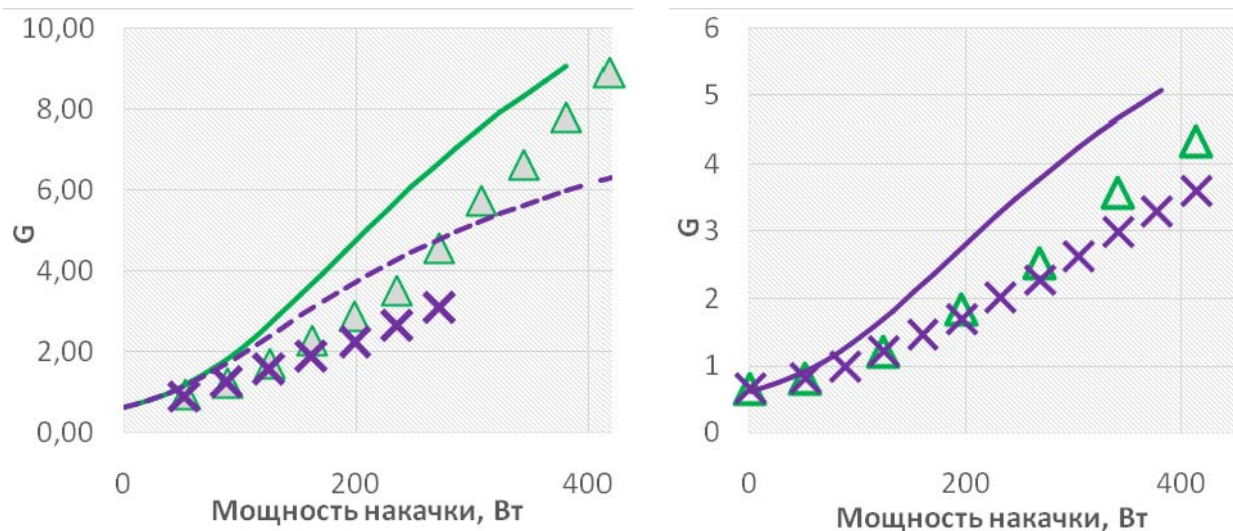
был представлен усиленным излучением волоконной фемтосекундной задающей системы, которое растягивается до наносекундной длительности, прореживается во времени до частоты  $\sim 1,5$  кГц и затем усиливается в твердотельном двухкаскадном усилителе основанном на тонком стержне Yb:YAG. Усиливаемое излучение имело максимальную энергию в импульсе 5 мДж (мощность 7,5 Вт), для измерения в режиме слабого сигнала оно поляризационным образом ослаблялось до мощности  $< 0,15$  Вт.

Усиление  $G$  измерялось за один проход АЭ методом пробного пучка при непрерывной накачке после установления в системе теплового стационарного состояния. Время выхода на стационар не превышало 30 с и определялось расходом и температурой охлаждающей воды. Измерялась мощность проходящего излучения при включенном усиливаемом излучении  $P_{amp}$ , мощность излучения накачки, попадающей на измеритель  $P_{pump}$ , при этом коэффициент усиления равнялся:

$$G = \frac{P_{amp} - P_{pump}}{P_{in}}, \quad (3)$$

где  $P_{in}$  – мощность усиливаемого излучения, измеренная перед квантроном. Результаты измерения зависимости коэффициента усиления  $G$  от мощности накачки представлены на рисунке 3.

Усиление в АЭ с охлаждением с одной стороны мало ( $< 20\%$ ) отличается от усиления в традиционных слэбовых АЭ согласно проведенным расчётам. При доступной мощности накачки  $\sim 400$  Вт максимальное усиление слабого сигнала достигало 9. Усиление сильного сигнала (5 мДж) достигло 3 при мощности излучения накачки 270 Вт. Выходная энергия была ограничена порогом пробоя диэлектрических покрытий на выходном торце элемента. В обоих случаях была достигнута энергия импульса более 15 мДж.



а – охлаждение с одной стороны

б – охлаждения с обеих сторон

Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления  $G$  от мощности накачки а – охлаждение с одной стороны, пучок  $1,2 \times 0,4$  мм; б – охлаждения с обеих сторон, пучок  $2,4 \times 0,4$  мм. На графике треугольниками обозначены измерения для малой мощности сигнала, сплошной линией соответствующий расчет, крестами измерения для максимально доступной мощности сигнального излучения (7,2 Вт и 6,4 Вт для «а» и «б» соответственно)

В слэбе с охлаждением с обеих сторон был измерен параметр  $M^2$  выходного излучения в зависимости от мощности накачки. Измерения проводились путем измерения зависимости диаметра пучка  $D_{4\sigma}$  от продольной координаты вблизи перетяжки измерительной линзы с фокусным расстоянием  $\sim 500$  мм и последующей аппроксимации полученных данных параболой. Усиливаемое излучение имело  $M^2 < 1,1$ . Типичная зависимость  $M^2$  по осям  $x$  и  $y$  от мощности накачки приведена на рис. 4. для мощности усиливаемого излучения 6,4 Вт.



Рис. 4. Зависимость  $M^2$  от мощности накачки охлаждения с обеих сторон, пучок  $2,4 \times 0,4$  мм. На графике треугольниками обозначены измерения по оси  $y$ , сплошной линией соответствующий расчет для мощности накачки 400 Вт, кругами обозначены измерения по оси  $x$ , пунктирной линией соответствующий расчет для мощности накачки 400 Вт

Качество усиленного пучка  $M^2 = 1,3-1,4$  по обеим осям, что является хорошим показателем. По оси  $x$  результат измерений хорошо согласуется с расчетом, по оси  $y$  незначительно хуже его. Наблюдается сильный астигматизм тепловой линзы, который также согласуется с расчетом.

### Заключение

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование композитных АЭ слэбовой геометрии с боковыми теплоотводами. Для этого элемента решены задачи распространения тепла и разработана математическая модель расчета тепловой линзы при различных мощностях излучения и произвольных размерах элемента.

Проведено измерение коэффициента усиления излучения фемтосекундной задающей системы, предварительно усиленной каскадом усилителей на тонких стержнях в режиме сильного и слабого сигнала. Получено усиление сигнала до энергии импульса 15 мДж, ограниченного порогом пробоя АЭ и доступной мощностью накачки, что превышает возможности усиления в элементах на основе тонких стержней. При этом сохраняется качество усиленного пучка, величина  $M^2 = 1,3-1,4$  по обеим осям. Однако, наблюдается сильно астигматичная тепловая линза.

Дальнейшее увеличение выходной энергии возможно за счёт полировки выходного торца АЭ под углом Брюстера, что позволит поднять порог пробоя в несколько раз; и увеличении ширины пучка при увеличении количества используемых модулей накачки, что позволит, уменьшить как плотность энергии на выходе, так и возникающую тепловую линзу. Согласно проведенным экспериментам и расчетам выходная энергия может быть повышена до уровня более 50 мДж при использовании трех модулей накачки с суммарной мощностью 600 Вт и одновременном использовании ширины пучка  $\sim 2$  мм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда No. 18-12-00416. <https://rscf.ru/en/project/18-12-00416>.

### Список литературы

1. Zhu C. et al. Inverse Compton scattering x-ray source from laser electron accelerator in pure nitrogen with 15 TW laser pulses // Plasma Phys. Control. Fusion. IOP Publishing, 2019. Vol. 61, № 2.
2. Bae Y. K. First demonstration of photonic laser thruster (PLT) // High-Power Laser Ablation VII. 2008. Vol. 7005, № May 2008. P. 700510.
3. H. Choi S., S. Pappa R. Assessment Study of Small Space Debris Removal by Laser Satellites // Recent Patents Sp. Technol. 2013. Vol. 2, № 2. P. 116–122.

4. Shen S., Jin X., Hao C. Cleaning space debris with a space-based laser system // Chinese J. Aeronaut. Chinese Society of Aeronautics and Astronautics, 2014. Vol. 27, № 4. P. 805–811.
5. Phipps C. R. et al. Removing orbital debris with lasers // Adv. Sp. Res. COSPAR, 2012. Vol. 49, № 9. P. 1283–1300.
6. Kuznetsov I., Mukhin O., Palashov and K.-I., Ueda, «Thin-rod Yb:YAG amplifiers for high average and peak power lasers,» Opt. Lett., vol. 43, no. 16, p. 3941, Aug. 2018.
7. Eggleston J., Kane T., Kuhn K., Unternahrer J., Byer R. The slab geometry laser – Part I: Theory // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. 20, № 3. P. 289–301.
8. Kane T., Eggleston J., Byer R. The slab geometry laser - Part II: Thermal effects in a finite slab // IEEE J. Quantum Electron. 1985. Vol. 21, № 8. P. 1195–1210.
9. Svelto O. Principles of lasers // Principles of Lasers. 2010. 1–620 p.

# ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ: РАЗРАБОТКА, ПРОИЗВОДСТВО, ПРИМЕНЕНИЕ

Г. Т. Микаелян, В. А. Панарин, И. В. Галушка

Общество с ограниченной ответственностью «Научно-производственное предприятие «Инжект»  
(ООО «НПП «Инжект»)

Значительный вклад в развитие приоритетных фундаментальных открытий – физических основ для создания полупроводниковых инжекционных лазеров и создание лазеров на гетеропереходах внесли исследования Басова Н. Г., Крохина О. Н. и Попова Ю. М. по получению состояний для вынужденного излучения в полупроводниковых p-n-переходах [1]. Предложения российских ученых-физиков Алферова Ж. И. и Казаринова Р. Ф. и создание полупроводниковых лазеров на гетеропереходах стали отправной точкой, с которой началось развитие новой эпохи развития полупроводниковых лазеров [2].

Ввиду множества встречающихся в литературе различных определений лазера хочется выделить наиболее отражающее суть его работы. Лазер (от англ. light amplification by stimulated emission of radiation – усиление света посредством вынужденного излучения) – генератор электромагнитного излучения в оптическом диапазоне, основанный на использовании индуцированных переходов. Здесь следует акцентировать внимание – именно индуцированных (вынужденных) переходов – это, пожалуй, является главным отличием лазеров от других источников излучения.

Независимо от варианта исполнения конструкции лазер состоит из следующих составляющих: 1) лазерная активная среда, 2) накачка, 3) резонатор лазера. Схематичное изображение лазера представлено на рис. 1.

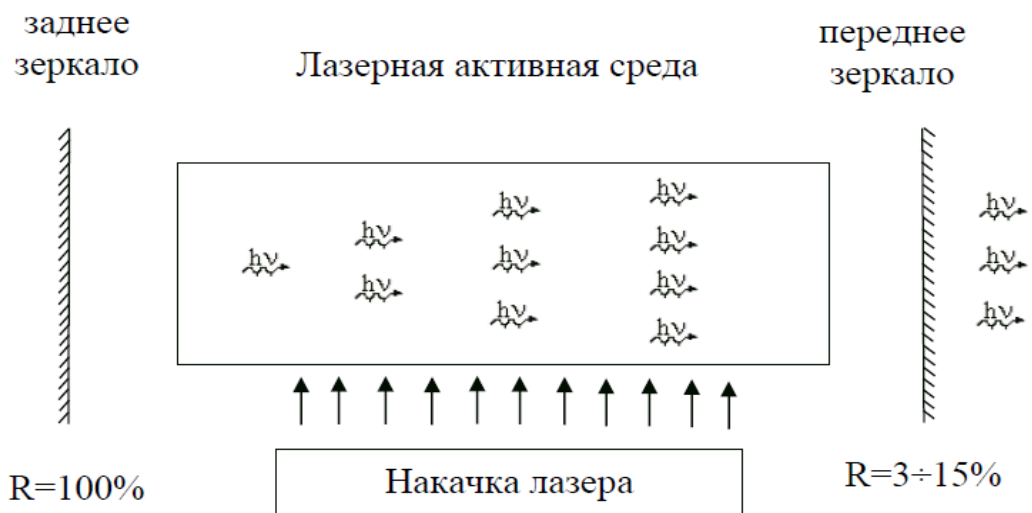


Рис. 1. Схематичное изображение устройства лазера

Одним из видов полупроводникового лазера, в котором накачка создается за счет инжекции носителейзаряда через p-n-переход, называется инжекционный лазер (диодный лазер).

Коротко описывая технологию изготовления полупроводниковых инжекционных (диодных) лазеров, ееможнопредставить в виде последовательности технологических операций, изображенной на рис. 2.



Рис. 2. Схема изготовления полупроводниковых инжекционных (диодных) лазеров

Для изготовления диодных лазеров требуются структурно совершенные монокристаллы. Монокристалл выращивается методом вертикальной направленной кристаллизации вдвижущемся градиенте температур. Моделирование изменения температуры и плотности дислокаций на этапе охлаждения представлено на рис. 3.

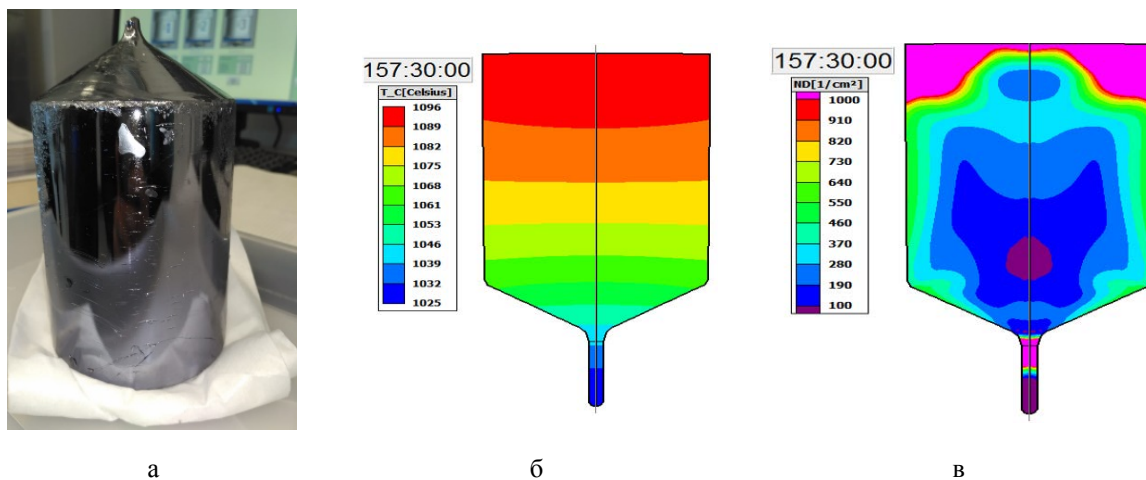


Рис. 3. Рост монокристалла: а) вид монокристалла, б) распределение температуры, в) распределение плотности дислокаций

Далее из монокристаллов изготавливаются подложки. Перед операцией резки монокристалла на подложки проводится проверка его степени чистоты (для исключения влияния примесей) и молекулярной ориентации монокристалла с помощью химического и рентгеноскопического анализов. Процесс резки заключается в разрезании монокристаллического слитка на тонкие (около миллиметра) плоскопараллельные пластины. Выделяют резку монокристалла на пластины с помощью диска с алмазной внутренней кромкой и резку проволокой с применением абразива.

Затем осуществляется рост гетероструктуры. Выделяют два метода выращивания гетероструктуры:

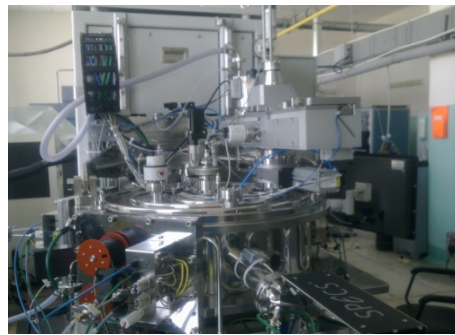
1) МOCVDMOC – гидридная эпитаксия. Метод заключается в осаждении металлоорганических соединений из газообразной фазы. Позволяет получать эпитаксиальные структуры полупроводников  $A_{III}B_V$ ,  $A_{II}B_{VI}$ , твердых растворов на их основе (рис. 4,а);

2) МВЕ молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ). Состоит в осаждении испаренного молекулярном источнике вещества на подложку (рис 4,б).

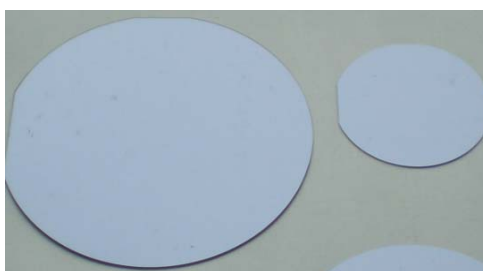
Готовая гетероэпитаксиальная пластина изображена на рис. 4,в.



а



б



в

Рис. 4. Установки для выращивания гетероструктуры: а) MOCVD/MOC – гидридная эпитаксия, б) MBE молекулярно-лучевая эпитаксия, в) гетероэпитаксиальная пластина

В табл. 1 представлен пример слоев гетероэпитаксиальной пластины, полученной одним из рассмотренных методов.

Таблица 1

### Параметры гетероэпитаксиальной пластины

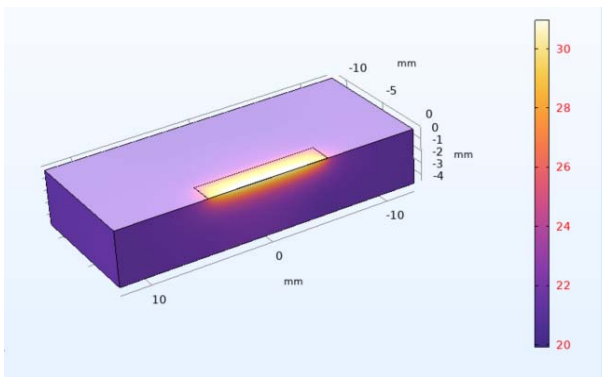
Layer #	Material	Mole fraction, x Specified (+/- 0.05)	PL, nm Specified (+/- 3 nm)	Thickness, $\mu\text{m}$ Specified (+/- 10%)	CV doping level, $\text{cm}^{-3}$ Specified (+/- 30%)
4	p-GaAs	-		0.26	$>2\text{E}19$
3	p-Al(x)GaInP	0.25		1.31	$1.2\text{E}18$
2	GaInP + QW	-	761	0.84	
1	n-Al(x)GaInP	0.25		1.33	$1\text{E}18$

Далее из гетероструктур необходимо получить индивидуальные излучатели. Это происходит на планарном цикле. В зависимости от требуемой архитектуры излучателя на различные области гетероструктуры наносят контакты, изоляторы и в дальнейшем разделяют на части. На грани наносят просветляющие и отражающие покрытия.

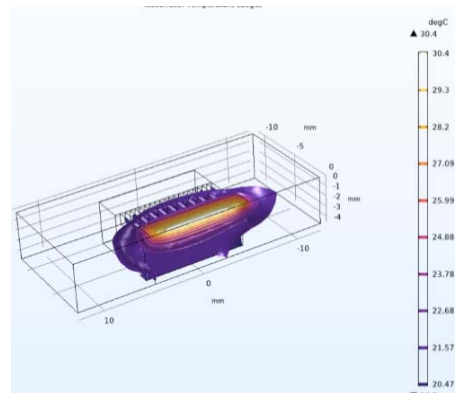
Далее необходимо установить лазерный кристалл с помощью операций сборки теплоотвод. Чаще всего это осуществляется при помощи пайки легкоплавкими припоями.

Как правило, приборы непрерывного режима работы имеют существенное тепловыделение – для примера у линеек с характерными размерами  $10 \times 3$  мм оно может достигать 200 Вт. Особую роль начинает играть правильность теплового расчета теплоотвода.

Как пример, трехмерная модель растекания температурного потока на поверхности контактной пластины (теплоотвода) из меди со смонтированной линейкой лазерных диодов представлена на рис. 5,а. За реперную точку принята температура охлаждающей жидкости – воды, соответствующая  $20^\circ\text{C}$ . Согласно рис. 5,а температурный градиент направлен к источнику лазерного излучения, т. е. к области расположения линейки лазерных диодов. По мере приближения к ней перепад температур изменяется от  $20^\circ\text{C}$  до  $31^\circ\text{C}$ . Изотерма растекания теплового потока представлена на рис. 5,б.



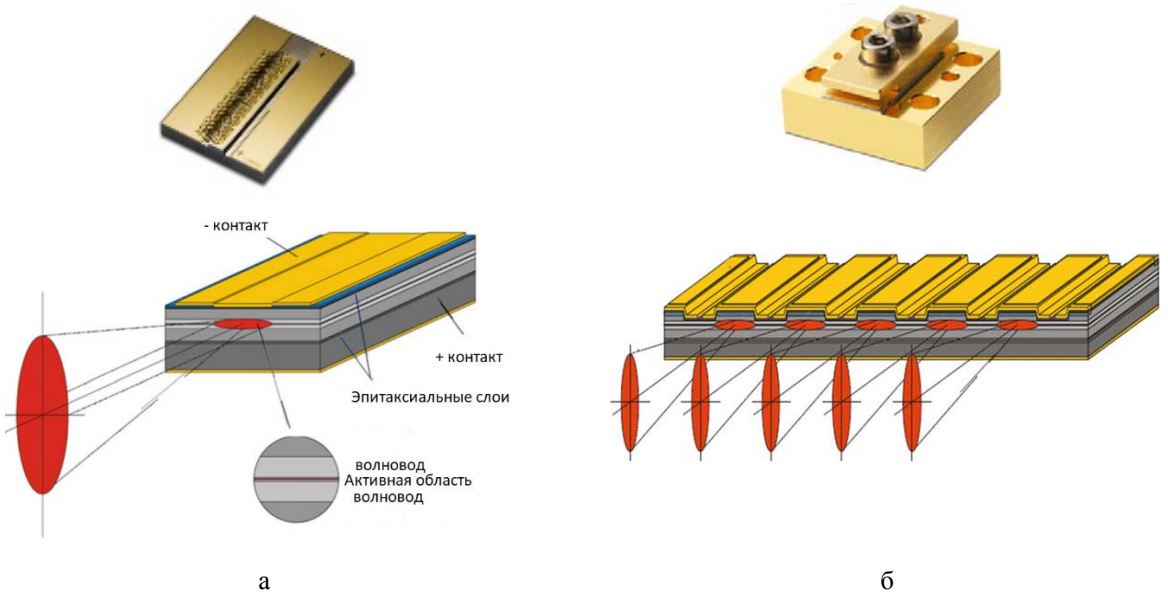
а



б

Рис. 5. 3D-модель растекания температурного потока на поверхности контактной пластины

Инжекционные лазеры в основном бывают двух видов: на основе одиночных излучателей (лазерного диода, смонтированного на сабмаунте – собранный чип) и линейки лазерных диодов (рис. 6).



а

б

Рис. 6. а – чип, б – линейка лазерных диодов

Собирая линейки лазерных диодов или одиночные лазерные диоды в различные сборки, можно получить широкий номенклатурный ряд приборов. Это как единичные корпусированные излучатели, линейки, наборы линеек, модули и т. д.

На сегодняшний день достигнутый уровень технологий в диапазоне длин волн 800-1060 нм показывает следующие результаты:

1. Для однокристалльных мощных диодных лазеров:
  - мощность излучения в непрерывном режиме 15–20 Вт при ширине эмиттера 100-200 мкм.
2. Мощность излучения для линеек с длиной 10 мм:
  - 100–200 Вт для непрерывного (CW) режима работы;
  - 300–800 Вт квазинепрерывного (QCW) режима.
3. Для набора линеек (матриц):
  - квазинепрерывного режима работы (QCW) до 10–12 кВт/см<sup>2</sup>.

Сравнительные данные за прошлый и текущий периоды представлены в табл. 2 и табл. 3.

**Результаты достигнутых технологий на данный момент для диапазона длин волн 800-1060 нм для одиночных излучателей, линейки лазерных диодов**

	<b>2019 г.</b>	<b>2022 г.</b>
Мощность излучения в непрерывном режиме однокристалльных мощных диодных лазеров	8–15 Вт, при ширине эмиттера 90–100 мкм	15–20 Вт, при ширине эмиттера 100–200 мкм
Линеек с длиной 10 мм: непрерывного (CW) режима работы	100–150 Вт	150–200 Вт
Линеек с длиной 10 мм квазинепрерывного (QCW) режима работы	300–600 Вт	600–800 Вт

Таблица 3

**Достигнутые значения выходной мощности излучения в модулях с волоконно-оптическим выводом**

	<b>2019 г.</b>	<b>2022 г.</b>
Мощность излучения в непрерывном режиме при диаметре сердцевины волокна 105 мкм	150 Вт (1,7 МВт/см <sup>2</sup> )	220–500 Вт (2,5–5,66 МВт/см <sup>2</sup> )
Мощность излучения в непрерывном режиме при диаметре сердцевины волокна 135 мкм	200 Вт (1,4 МВт/см <sup>2</sup> )	250 Вт (1,75 МВт/см <sup>2</sup> )
Мощность излучения в непрерывном режиме при диаметре сердцевины волокна 200 мкм	500 Вт (1,6 МВт/см <sup>2</sup> )	500–600–800 Вт (1,75 МВт/см <sup>2</sup> )

В качестве примера приведем линейку лазерных диодов квазинепрерывного режима работы и лазерный диод непрерывного режима работы. Зависимость между мощностью излучения и током накачки (Вт/А) линейки лазерных диодов шириной 7 мм, с длиной резонатора 1,5 мм, с длиной волны 808 нм показана на рис. 7.

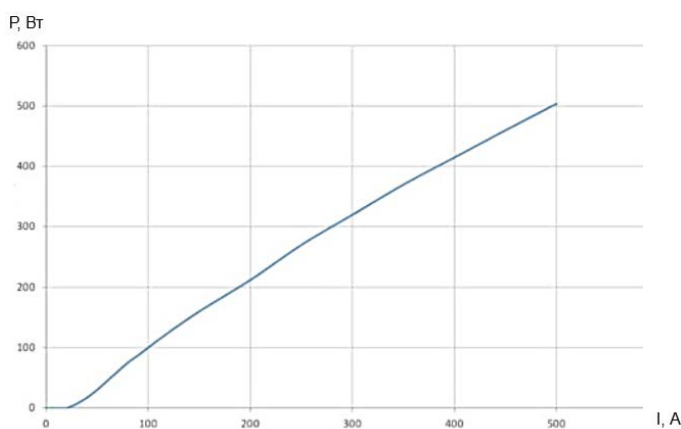


Рис. 7. Вт/А линейки лазерных диодов шириной 7 мм, с длиной резонатора 1,5 мм, с длиной волны 808 нм (QCW режим)

Применяя подобные линейки лазерных диодов, можно собирать решетки различных конфигураций. В качестве примера можно привести диодную накачку драйвера для термоядерного синтеза, показанную на рис. 8.



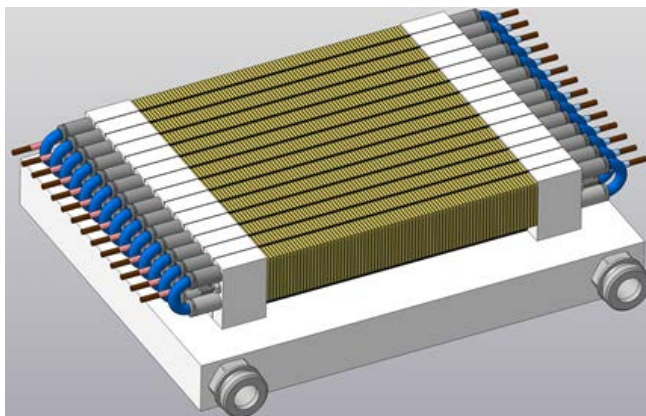


Рис. 8. Диодная накачка модуля драйвера для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС)

Мощность такой сборки составляет 200 кВт. Следует так же отметить, что повышение эффективности установки ЛТС возможно лишь при применении диодной накачки.

Примером одиночных лазерных диодов может служить излучатель, показанный на рис. 9.

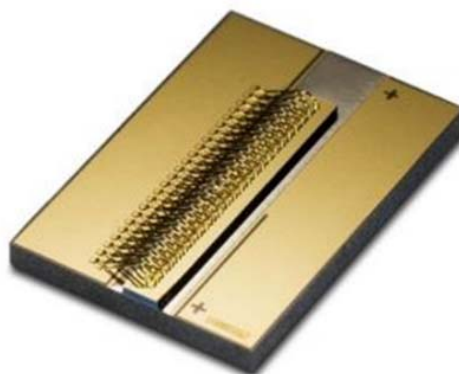


Рис. 9. Лазерный диод, смонтированный на теплоотвод COS

ВтАХ и спектр излучения такого лазерного диода мощностью излучения 15 Вт, с длиной волны 976 нм, шириной области свечения 190 мкм, с длиной резонатора 4 мм представлены на рис. 10.

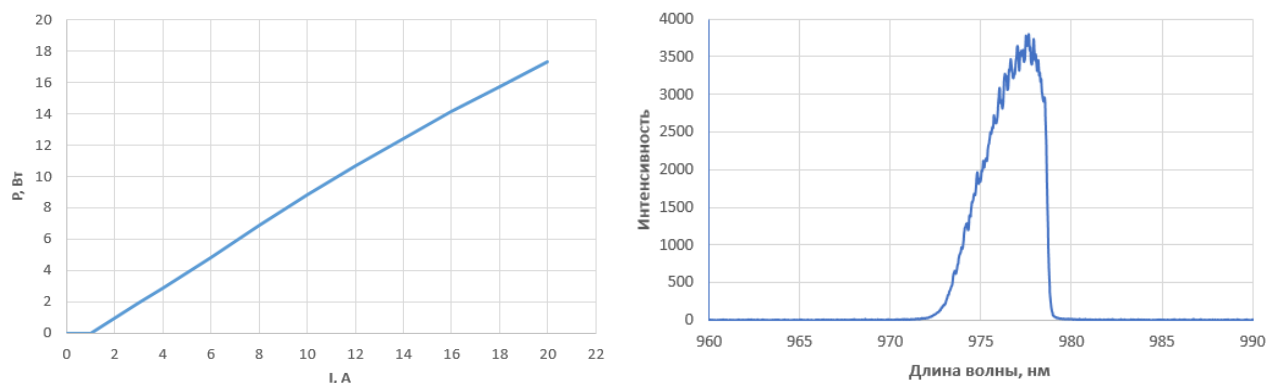


Рис. 10. ВтАХ лазерного диода и спектр излучения 15 Вт, 976 нм

Используя такие лазерные диоды, можно собирать различные лазерные модули. На рис. 11 представлено схематичное изображение одного такого модуля.

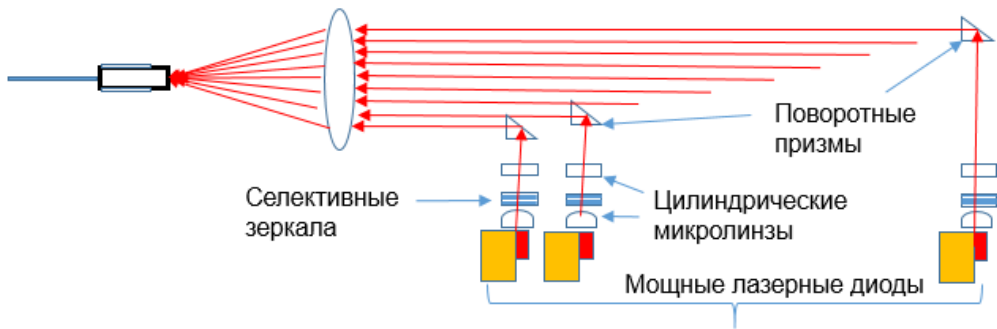


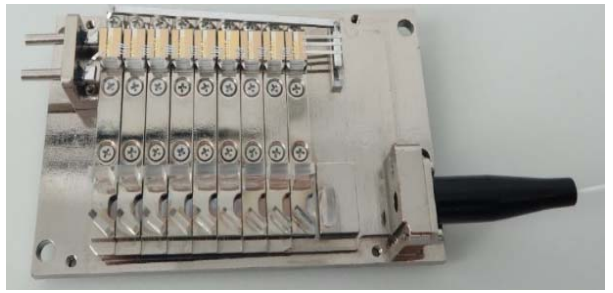
Рис. 11. Схема лазерного модуля на одиночных лазерных диодах

В таком приборе реализовано пространственное сложение излучения со вводом в волоконно оптическое волокно. Как опция может быть добавлена система стабилизации спектра излучения.

Внешний и внутренний вид типичного модуля накачки волоконного лазера, изготовленного на предприятии ООО «НПП «Инжект», в фирменном дизайне представлен на рис. 12.



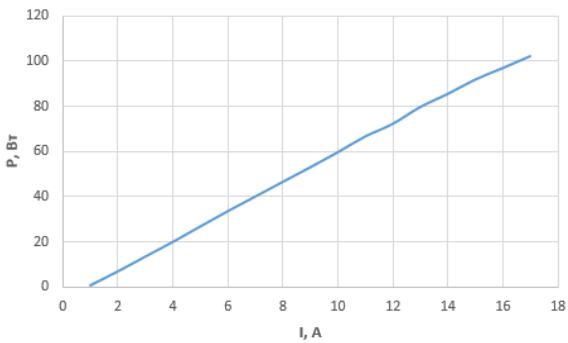
а



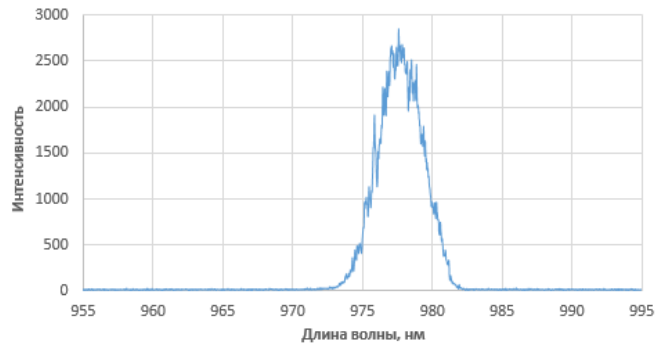
б

Рис. 12. Вид модуля накачки волоконного лазера, 100 Вт, 976 нм

Графики ВтАХ и спектра излучения модуля накачки волоконных лазеров мощностью излучения 100 Вт с длиной волны 976 нм представлены на рисунках 13, соответственно.



а



б

Рис. 13. а – ВтАХ и спектр излучения модуля накачки волоконных лазеров, 100 Вт, 976 нм

Подобные модули различных конфигураций применяются часто для накачки волоконных лазеров [3].

На основе модулей лазерных диодов, изготовленных из линеек лазерных диодов, возможно собирать установки прямого действия излучения для лазерной закалки материалов при металлообработке [4].

Таким образом, в настоящее время развитие лазерных технологий, в том числе разработка одиночных излучателей, линеек лазерных диодов, модулей накачки, лазерных установок прямого действия высокой мощности находятся на достаточно высоком уровне и постоянно совершенствуется. Так же следует отметить, что для развития энергетики будущего высокоперспективной областью применения диодной накачки является направление лазерного термоядерного синтеза.

### Список литературы

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. Получение состояний с отрицательной температурой в р-п-переходах вырожденных полупроводников // ЖЭТФ. Т. 40, Вып. 6, 1961. С. 1879–1880.
2. Алферов Ж. И., Казаринов Р. Ф. Авторское свидетельство № 181737, заявка N 950840 с приоритетом от 30 марта 1963 г.
3. Панарин В. А. Лазерный диодный модуль высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом ЛМД-50 [Электронный ресурс] / Автайкин Д. А., Борисов Е. В., Великанов В. А., Галушка И. В., Кузнечихин А. В., Микаелян Г. Т., Панарин В. А., Соколов С. Н., Токарева Т. Д. // 9-й Международный семинар по волоконным лазерам. – 2020. – С. 164–165. – Режим доступа: <https://rfl20.iae.nsk.su/ru/articles.htm>.
4. Микаелян Г. Т. 6 кВт диодная лазерная технологическая установка и перспективы применения для обработки материалов / Автайкин Д. А., Куницкий А. И., Микаелян Г. Т., Миряха А. Н., Панарин В. А., Соколов С. Н., Шестак Л. И. // Материалы XVI международной конференции научно-технической конференции 15–16 октября 2019г. МАИ: Матер. Конф. – Москва : Пробел-2000, 2019. – 428 с.

# АДАПТИВНАЯ ФАЗОВАЯ КОРРЕКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕИДЕАЛЬНОМ ФАЗОВОМ СОПРЯЖЕНИИ

*Немцева Анна Викторовна, Богачев Владимир Александрович, Стариков Федор Алексеевич*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородская область, Россия

## Введение

На сегодняшний день вопросы, связанные с распространением лазерного излучения через турбулентную атмосферу, имеют большую актуальность в связи с активным применением лазерных систем в задачах оптической связи, локации удаленных объектов, в астрономических и других приложениях. Эффективность работы таких систем в условиях земной атмосферы определяется как оптическим качеством выходного лазерного излучения, так и особенностями распространения лазерного пучка через турбулентную атмосферу. В большинстве случаев лазерный пучок на выходе лазерной системы имеет угловую расходимость, превышающую дифракционный предел из-за наличия оптических неоднородностей в активной среде лазера и его оптическом тракте. Кроме того, при распространении в турбулентной атмосфере в лазерном пучке возникают дополнительные фазовые искажения, вызванные случайными флуктуациями показателя преломления среды. Это приводит к перераспределению энергии лазерного излучения в пространстве и к увеличению расходимости пучка, вследствие чего эффективность работы лазерных систем снижается.

Для повышения качества работы лазерных систем в условиях турбулентной атмосферы применяют адаптивные методы компенсации фазовых искажений оптического сигнала [1]. Адаптивная коррекция излучения может проводиться на основе принципа фазового сопряжения. В этом случае фазовые искажения в лазерном пучке компенсируются гибким адаптивным зеркалом. Для коррекции турбулентных искажений используется излучение опорного источника, которое содержит искажения, вызванные оптическими неоднородностями вдоль трассы распространения пучка. В качестве опорного источника может использоваться излучение, отраженное от приемника. Излучение опорного источника попадает на адаптивное зеркало, которое осуществляет коррекцию волнового фронта опорного пучка, а также вносит фазовые предискажения в исходящий лазерный пучок. В случае идеальной работы обеих адаптивных систем собственные фазовые искажения в лазерном пучке отсутствуют, а предискажения, вносимые в лазерный пучок вторым адаптивным зеркалом, полностью компенсируются при его прохождении через трассу распространения опорного пучка. В реальных условиях точность коррекции волнового фронта излучения адаптивными зеркалами ограничена. В связи с этим возникает вопрос: как неточность адаптивной коррекции опорного и исходящего лазерного пучков повлияет на эффективность фокусировки лазерного излучения через турбулентную атмосферу? В настоящей работе проводится расчетное исследование эффективности фокусировки лазерного пучка с недифракционной расходимостью в турбулентной атмосфере в условиях неидеального фазового сопряжения.

## Численное моделирование

Численное моделирование адаптивной фазовой коррекции лазерного пучка проводилось в рамках задачи о фокусировке лазерного излучения на приемник, находящийся на заданном расстоянии  $L$  от приемно-передающей апертуры адаптивной системы ( $z = 0$ ). Опорный источник света находился в плоскости приемника  $z = L$ . Длина волны опорного излучения  $\lambda \approx 1$  мкм. Опорное излучение проходило через турбулентную атмосферу до приемно-передающей апертуры.

Расчет распространения квазимонохроматического излучения в турбулентной атмосфере проводился в рамках модели интегрирования параболического уравнения для амплитуды поля излучения:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \varepsilon E = 0, \quad (1)$$

где  $E(x, y, z)$  – комплексная амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения, распространяющегося по  $z$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения;

$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – оператор Лапласа по поперечным координатам  $(x, y)$ ;  $\varepsilon$  – функция, описывающая флуктуации диэлектрической проницаемости среды.

Уравнение (1) решалось с использованием численной схемы Ладагина [2], при этом непрерывная оптически неоднородная среда моделировалась дискретным набором фазовых экранов [3].

В промежутках между экранами излучение распространялось в вакууме, то есть решалось уравнение:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E = 0. \quad (2)$$

На этом этапе решения учитывалась дифракция излучения. После интегрирования уравнения (2) на расстояние между экранами  $\Delta z$  учитывалось влияние слоя турбулентной атмосферы. Предполагалось, что изменения фазы, вызванные слоем турбулентной атмосферы  $\Delta z$ , малы. Тогда новое значение поля  $E_1(x, y)$  получалось умножением старого значения  $E_0(x, y)$  на дополнительный фазовый множитель  $\varphi_{\Delta z}(x, y)$  – фазовый экран:

$$E_1(x, y) = E_0(x, y) \cdot \exp(i \cdot \varphi_{\Delta z}(x, y)). \quad (3)$$

На следующем промежутке между экранами процедура повторялась. Полученное после прохождения трассы распределение поля излучения рассматривалось как единичная реализация статистического ансамбля. Среднее значение поля получалось усреднением результатов по ансамблю случайных реализаций фазовых экранов (статистических испытаний).

После прохождения турбулентной трассы опорное излучение перехватывалось приемопередающей апертурой и направлялось в адаптивную систему. В качестве функций отклика адаптивного зеркала был выбран базис полиномов Цернике [4]. Волновой фронт опорного пучка  $W(\rho, \phi)$  раскладывался по базису первых  $n$  полиномов Цернике:

$$W(\rho, \phi) = \sum_{i=1}^n C_i \cdot Z_i(\rho, \phi), \quad (4)$$

где  $i$  – номер полинома;  $C_i$  – коэффициент, определяющий вклад полинома  $Z_i(\rho, \phi)$  в разложение;  $(\rho, \phi)$  – полярные координаты.

Полученная при разложении фаза вычиталась из искомой фазы пучка. Остаточные фазовые искажения принимались за фазовую ошибку коррекции волнового фронта пучка адаптивным зеркалом. Коррекция собственных фазовых искажений лазерного пучка моделировалась аналогичным образом, уровень коррекции лазерного пучка также был ограничен числом полиномов Цернике, используемых при разложении.

Для оценки качества коррекции пучков анализировалось распределение средней интенсивности пучков в плоскости фокусировки (в дальней зоне). В случае идеальной коррекции лазерный (или опорный) пучок имел плоский волновой фронт, при этом осевая интенсивность излучения в дальней зоне была максимальной.

После коррекции в волновой фронт лазерного пучка вносились фазовые предискажения, полученные при коррекции опорного пучка. Далее скорректированный лазерный пучок фокусировался на приемник через турбулентную атмосферу, проходя те же атмосферные неоднородности, что и опорный пучок. При этом предискажения в лазерном пучке частично или полностью компенсировались согласно принципу взаимности [5]. Общий уровень фазовой коррекции оценивался по распределениям средней интенсивности лазерного излучения в конце трассы.

## Фазовая коррекция лазерного пучка

В данном разделе представлены результаты расчетного моделирования частичной фазовой коррекции собственных искажений лазерного пучка. В работе рассматривались пучки с супергауссовым профилем интенсивности  $I = I_0 \exp\left(-2\left(r^2 / a^2\right)^4\right)$  с различным уровнем угловой расходимости, длина волны лазерного излучения  $\lambda \approx 1$  мкм.

Фаза пучков разыгрывалась случайным образом:

$$\varphi(x, y) = \varphi_0 f(x, y), \quad (5)$$

причем  $\varphi_0$  – амплитуда фазы,  $f(x, y) = f(r)$  – случайная реализация фазы с корреляционной функцией гауссова вида:

$$\langle f(r_1), f^*(r_2) \rangle = \exp\left[-(r_1 - r_2)^2 \left(\frac{1}{l_c^2} - \frac{1}{2a^2}\right)\right], \quad (6)$$

Где  $a$  – радиус пучка;  $l_c$  – радиус корреляции фазы.

Среднее число фазовых неоднородностей на поперечном сечении пучка характеризовалось параметром  $\xi = \sqrt{2} a/l_c$ . Таким образом, фаза пучков с различным уровнем угловой расходимости моделировалась за счет изменения значений параметров  $\varphi_0$  и  $\xi$ .

В работе рассматривались пучки с начальной расходимостью  $\theta_0$ , превышающей дифракционный предел ( $\theta_{дифр} = 1,5 \cdot 10^{-6}$  рад) в 2, 5 и 10 раз по уровню мощности в дальней зоне 84 %. При различном уровне фазовой коррекции таких пучков рассчитывались распределения средней интенсивности излучения в дальней зоне. Усреднение проводилось по 500–1000 случайным реализациям фазы.

Качество фазовой коррекции характеризовалось значением угловой расходимости пучков и числом Штреля  $St_L$ . Число Штреля представляет собой отношение интенсивности излучения на оптической оси в дальней зоне к ее значению в отсутствие неоднородностей фазы [6]. В случае идеальной фазовой коррекции лазерного пучка  $\varphi = \text{const}$  и  $St_L = 1$ . На рис. 1 представлены значения  $St_L$  при коррекции пучков с первыми  $n$  полиномами Цернике ( $Z_1 \div Z_n$ ).

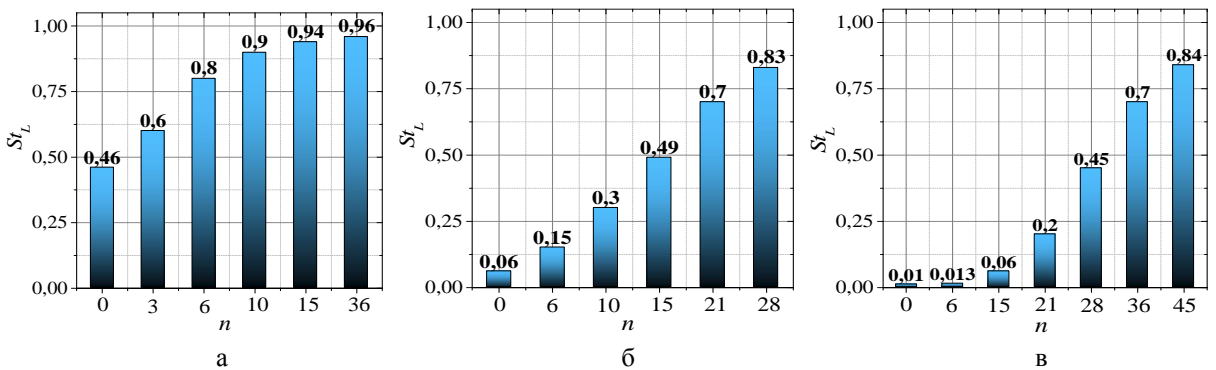


Рис. 1. Числа Штреля  $St_L$  при различном уровне коррекции лазерных пучков с начальным уровнем расходимости  $\theta_0$ : а –  $2 \cdot \theta_{дифр}$ , б –  $5 \cdot \theta_{дифр}$  в –  $10 \cdot \theta_{дифр}$

Согласно критерию Марешаля [6], качество фазовой коррекции пучка находится на высоком уровне при  $St_L > 0,8$ . Видно, что для пучка с начальной расходимостью  $\theta_0 = 2 \theta_{дифр}$   $St_L > 0,8$  при компенсации aberrаций полиномами Цернике низших порядков  $Z_1 \div Z_6$ . В расчетах получено, что расходимость пучка при этом практически равна дифракционной.

При коррекции пучка с  $\theta_0 = 5 \cdot \theta_{дифр}$  первыми 10 полиномами Цернике значение числа Штреля увеличивается в 5 раз – с 0,06 до 0,3, при этом расходимость пучка уменьшается лишь на 20 %. Однако при коррекции пучка первыми 28 полиномами Цернике и выше  $St_L > 0,8$ . Качество фазовой коррекции пучка с  $\theta_0 = 10 \cdot \theta_{дифр}$  остается на низком уровне даже при компенсации aberrаций первыми 21 полиномами Цернике:  $St_L = 0,2$ , при этом расходимость пучка превышает дифракционный

предел более чем в 5 раз. Высокий уровень коррекции такого пучка достигается при компенсации aberrаций полиномами Цернике  $Z_1 \div Z_{45}$  и выше.

### Фазовая коррекция опорного пучка

Рассмотрим результаты расчетов частичной фазовой коррекции опорного пучка. На рис. 2 показано мгновенное распределение интенсивности излучения опорного источника на приемной апертуре адаптивной системы при случайной реализации турбулентных фазовых экранов. В расчетах использовалась модель турбулентности, предложенная в [7]. Радиус когерентности атмосферы был на порядок величины меньше, чем размер апертуры пучка. Видно, что пучок на приемной апертуре имеет развитую спекл-структуру.

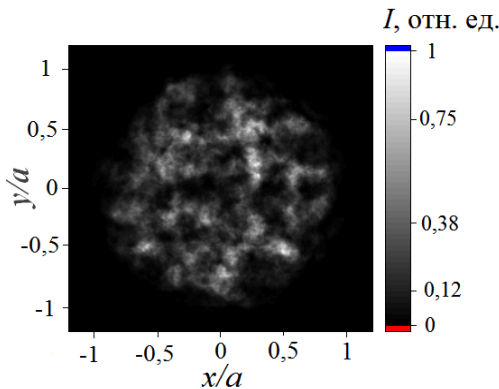


Рис. 2. Мгновенное распределение интенсивности опорного пучка на приемной апертуре

На рис. 3а представлены числа Штреля  $St_R$  при различном уровне коррекции опорного пучка полиномами Цернике. За идеал ( $St_R = 1$ ) взят случай полной фазовой коррекции, когда все aberrации волнового фронта опорного пучка скомпенсированы. На рис. 3б также показаны зависимости доли мощности опорного излучения от угла  $\theta$  в дальней зоне, причем  $\theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}$ , где  $(\theta_x, \theta_y)$  – угловые координаты в плоскости фокусировки пучка.

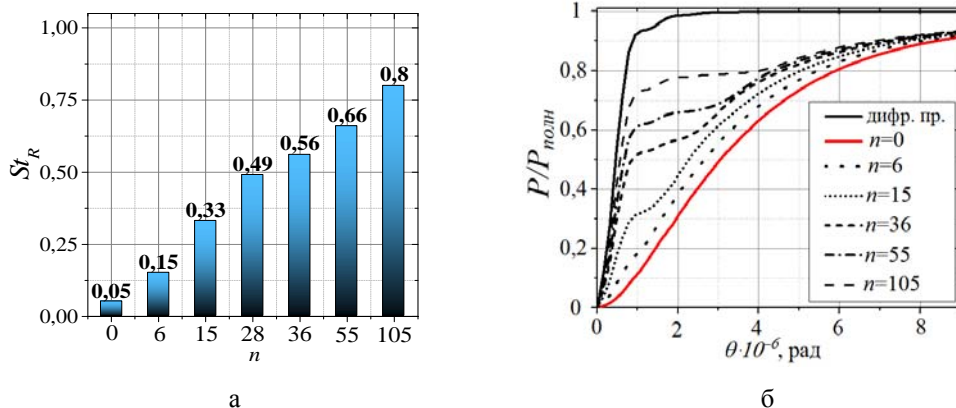


Рис. 3. Параметры опорного пучка в дальней зоне при коррекции фазовых искажений первыми  $n$  полиномами Цернике: а – числа Штреля, б – доля мощности

Согласно рис. 3 в отсутствии коррекции  $St_R = 0,05$ , при этом расходимость пучка по уровню 84 % мощности в 9 раз превышает дифракционный предел. При компенсации aberrаций опорного пучка полиномами Цернике низших порядков ( $Z_1 \div Z_6$ ) доля мощности излучения вблизи оптической оси заметно не увеличивается и  $St_R = 0,15$ . Существенный рост доли мощности вблизи

оси наблюдается при коррекции фазовых искажений первыми 36 полиномами Цернике, при этом  $St_R > 0,5$ . Важно отметить, что с увеличением уровня коррекции, доля мощности в пучке увеличивается неравномерно, то есть сужение распределения интенсивности излучения в дальней зоне сопровождается образованием центрального яркого ядра и низкоинтенсивного длинного крыла. Такая тенденция сохраняется даже при высоком уровне коррекции пучка – первыми 105 полиномами Цернике, когда  $St_R = 0,8$ .

### Расчеты фокусировки лазерного пучка через турбулентную атмосферу

Рассмотрим результаты расчетов фокусировки лазерного излучения через турбулентную атмосферу на приемник. На рис. 4,а,б представлены средние распределения интенсивности лазерного излучения при  $z = L$  в отсутствие коррекции, как собственных фазовых искажений лазерных пучков с начальным уровнем расходимости  $\theta_0$ , так и турбулентных искажений в опорном пучке. Для сравнения на рис. 4,г также представлен случай при полной фазовой коррекции как лазерного, так и опорного пучков, который принят за идеал ( $St = 1$ ). Как видно из рис. 4, при отсутствии фазовой коррекции лазерные пучки в конце трассы сильно уширяются, причем максимальная интенсивность излучения значительно снижается по сравнению со случаем идеальной коррекции.

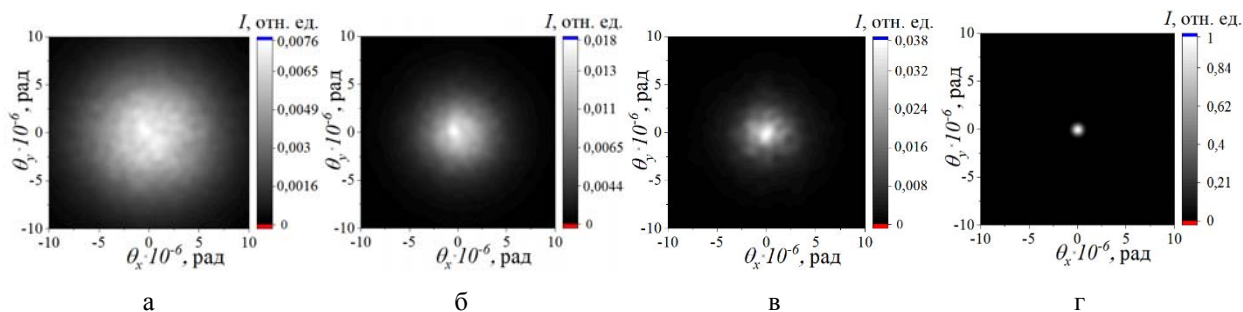


Рис. 4. Средняя интенсивность лазерного излучения в относительных единицах в конце трассы при отсутствии фазовой коррекции опорного и лазерных пучков с начальным уровнем расходимости  $\theta_0$ : а –  $10 \cdot \theta_{дифр}$ , б –  $5 \cdot \theta_{дифр}$ , в –  $2 \cdot \theta_{дифр}$ ; г – при идеальной коррекции

Рассмотрим условия, при которых эффективность фокусировки лазерного излучения в турбулентной атмосфере можно повысить при одновременной коррекции фазовых искажений как лазерного, так и опорного пучков. В таблице представлены числа Штреля  $St$  в конце трассы при различных вариантах коррекции, как собственных искажений лазерного пучка с начальным уровнем расходимости  $\theta_0 = 5 \cdot \theta_{дифр}$ , так и турбулентных искажений в опорном пучке. В таблице также представлены значения чисел Штреля  $St_R$  и  $St_L$ , полученные при коррекции опорного и лазерного пучков первыми  $n$  полиномами Цернике.

### Числа Штреля $St$ при различном уровне фазовой коррекции пучков

№ варианта	Уровень коррекции опорного пучка	$St_R$	Уровень коррекции лазерного пучка	$St_L$	$St_R \cdot St_L$	$St$
1	без коррекции	0,05	без коррекции	0,06	0,003	0,018
2	$Z_1 \div Z_6$	0,15	$Z_1 \div Z_6$	0,15	0,0225	0,032
3	идеальная коррекция	1	без коррекции	0,06	0,06	0,057
4	$Z_1 \div Z_{36}$	0,56	$Z_1 \div Z_6$	0,15	0,084	0,089
5	$Z_1 \div Z_{15}$	0,33	$Z_1 \div Z_{15}$	0,49	0,162	0,163
6	$Z_1 \div Z_{36}$	0,56	$Z_1 \div Z_{15}$	0,49	0,27	0,28
7	$Z_1 \div Z_{36}$	0,56	$Z_1 \div Z_{36}$	0,93	0,521	0,51
8	$Z_1 \div Z_{55}$	0,66	$Z_1 \div Z_{36}$	0,93	0,613	0,61
9	$Z_1 \div Z_{105}$	0,8	$Z_1 \div Z_{36}$	0,93	0,74	0,71
10	идеальная коррекция	1	$Z_1 \div Z_{28}$	0,83	0,83	0,83
11	идеальная коррекция	1	идеальная коррекция	1	1	1



Из таблицы следует, что в отсутствие коррекции собственных искажений лазерного пучка с расходимостью  $5 \cdot \theta_{\text{дифр}}$  качество пучка в конце трассы находится на низком уровне даже в случае идеальной коррекции опорного пучка: число Штреля в конце трассы  $St = 0,057$ . Видно также, что при коррекции как опорного, так и лазерного пучков первыми 36 полиномами Цернике,  $St$  возрастает до 0,51. Из таблицы также видно, что  $St > 0,8$  при идеальной коррекции опорного пучка и коррекции лазерного пучка первыми 28 полиномами Цернике и выше.

По данным таблицы также можно заметить, что, начиная с определенного уровня коррекции  $St = St_R \cdot St_L$ . Так при коррекции опорного пучка первыми 36 полиномами ( $St_R = 0,56$ ) и лазерного пучка первыми 15 полиномами ( $St_L = 0,5$ ) число Штреля равно  $St = 0,28$ . На рис. 5,а представлены значения числа  $St$  в конце трассы и произведения  $St_R \cdot St_L$  в соответствии с данными, приведенными в таблице (номер варианта коррекции соответствует номеру строки в табл.). На рис. 5,б те же результаты представлены в логарифмическом масштабе. Как видно из рис. 5,  $St = St_R \cdot St_L$ , причем различие между  $St$  и произведением  $St_R \cdot St_L$  увеличивается в области низких значений, т. е. когда  $St \sim 0,01$ .

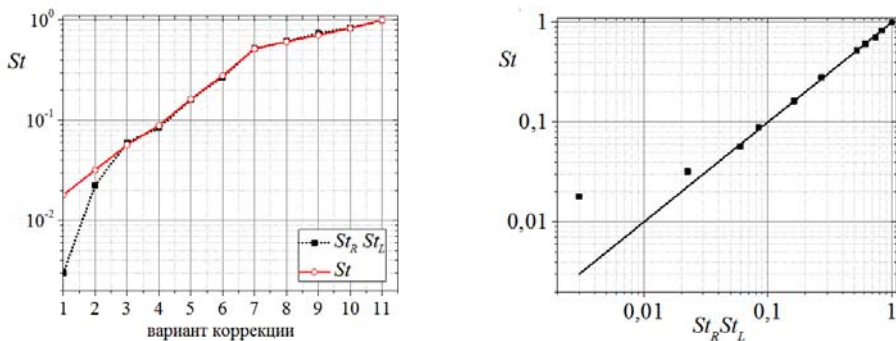


Рис. 5. Числа  $St$  в конце трассы и произведения  $St_R \cdot St_L$  при различных вариантах фазовой коррекции опорного пучка и исходящего пучка с  $\theta_0 = 5 \cdot \theta_{\text{дифр}}$

Аналогичные результаты были получены для лазерных пучков с начальным уровнем расходимости  $2 \cdot \theta_{\text{дифр}}$  и  $10 \cdot \theta_{\text{дифр}}$  в условиях частичной фазовой коррекции. Числа Штреля  $St$  на приемнике и соответствующие им произведения  $St_R \cdot St_L$  при различном уровне коррекции всех трех пучков приведены на рис. 6. Значения чисел Штреля  $St$  и произведения  $St_R \cdot St_L$  представлены в логарифмическом масштабе.

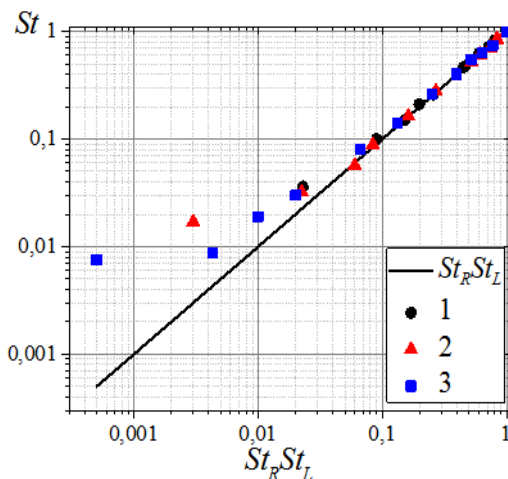


Рис. 6. Числа  $St$  в конце трассы (маркеры) и произведения  $St_R \cdot St_L$  (прямая) для лазерных пучков с начальным уровнем расходимости  $\theta_0$ : 1 –  $2 \cdot \theta_{\text{дифр}}$ , 2 –  $5 \cdot \theta_{\text{дифр}}$ , 3 –  $10 \cdot \theta_{\text{дифр}}$

Как следует из рис. 6,  $St = St_R \cdot St_L$ , причем, полученное соотношение выполняется при  $St > 0,03$ . Таким образом, качество излучения в конце трассы ( $St$ ) определяется уровнем коррекции как

лазерного ( $St_L$ ), так и опорного ( $St_R$ ) пучков адаптивными зеркалами. При этом полученное соотношение выполняется для практически значимых чисел Штреля  $St > 0,03$ .

### Заключение

Проведено численное моделирование распространения лазерного пучка с недифракционной расходимостью через турбулентную атмосферу с использованием адаптивной оптической системы фазового сопряжения исходящего лазерного пучка с опорным пучком. Фазовая коррекция как лазерного, так и опорного пучков была неидеальной. Качество коррекции пучков характеризовалось числом Штреля. Целью работы была численная оценка того, как неточность коррекции собственных фазовых искажений исходящего лазерного пучка и коррекции турбулентных искажений в опорном пучке повлияет на эффективность фокусировки лазерного пучка через турбулентную атмосферу.

В работе было получено, что число Штреля  $St$  лазерного излучения в конце турбулентной трассы равно произведению числа Штреля  $St_R$ , полученного при коррекции опорного пучка, и числа Штреля  $St_L$ , полученного при коррекции исходящего лазерного пучка, то есть  $St = St_R \cdot St_L$ . Найденное соотношение выполняется при  $St > 0,03$ .

### Список литературы

1. Лукин В. П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // УФН. 2014. Т. 184, № 6. С. 599–640.
2. Ладагин В. К. О численном интегрировании квазиоптического уравнения. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программа численного решения задач математической физики. 1985. Т. 19, № 1. С. 19–25.
3. Кандидов В. П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
4. Noll R. L. Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Am. 1976. Vol. 66, № 3. P. 207–211.
5. Лукин В. П., Чарноцкий М. И. Принцип взаимности и адаптивное управление параметрами оптического излучения // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 5. С. 952–958.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1972. 720 с.
7. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОРИСТЫЕ МИШЕНИ ИЗ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*В. В. Осипов, В. В. Лисенков, В. В. Платонов, Е. В. Тихонов*

Институт электрофизики УрО РАН

## Аннотация

В работе сообщается о ряде новых физических явлений, обнаруженных при исследовании воздействия лазерного излучения на пористые прозрачные материалы. Показывается, что при распространении в среде из плотноупакованных частиц прозрачного материала излучения с интенсивностью меньше порога повреждения возможна лазерная абляция и, как следствие, образование лазерного факела. Это явление может быть обусловлено интерференцией падающего, преломлённого и рассеянного излучений, которая приводит к возникновению локальных максимумов интенсивности, где излучение усилено в десятки (вплоть до сотни) раз по сравнению со средним значением. В результате, в них запускаются нелинейные механизмы поглощения лазерного излучения, приводящие к нагреву мишени. Установлено, что интенсивность в таких локальных максимумах зависит от показателя преломления, размеров частиц и длины волны излучения.

Показывается, что при длительном воздействии излучения на движущуюся поверхность мишени она приобретает иглоподобный характер с диаметром игл ~1 мм и высотой до 8 мм. Свечение факела, возникающего под действием одиночного импульса, в полупрозрачной мишени имеет иррегулярный пиковый характер.

Найдено, что глубина кратера, образованного излучением иттербиевого лазера, для которого материал мишени прозрачен, в 6–8 раз глубже кратера, образованного излучением CO<sub>2</sub>-лазера с такой же энергией в импульсе, для которого этот материал не прозрачен. Это связывается с переходом от паровой к более эффективной с точки зрения удаления материала парокапельной абляции. Её наличие было обнаружено при скоростной фотосъёмке свечения лазерного факела.

Приводятся математические модели, поясняющие причины реализации вышеупомянутых процессов и фактов.

## Введение

В 70–80 годы прошлого столетия значительное внимание уделялось воздействию на материалы лазерного излучения различной мощности и длительности. Были выполнены обширные исследования, анализ которых приведён в многочисленных обзорах и книгах (например, в [1]), тем самым были созданы основы лазерной физики. В последнее время направление исследований в значительной мере сместилось в область воздействия на материалы ультракоротких импульсов лазерного излучения. В то же время в связи с расширением круга применений лазеров для решения технологических проблем использование непрерывных или с длительными импульсами излучения лазеров является существенно более эффективным, но в ряде случаев наталкивается на специфические трудности. Это ведёт к возникновению новых направлений исследований, связанных с необходимостью решения появившихся проблем.

Одним из таких направлений является воздействие лазерного излучения на пористые прозрачные материалы. Исследования в этой области важны для понимания процессов, имеющих место при лазерной резке тугоплавких керамик, создания 3D-технологий для диэлектриков и полупроводников, лазерного синтеза нанопорошков с малыми размерами частиц и т. д. Последнее особенно важно для приготовления керамик с высокой механической прочностью и беспористых высокопрозрачных керамик, например для твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ) [2], а также керамик, являющихся активными элементами твердотельных лазеров [3]. Дело в том, что

такие нанопорошки обладают малыми средними размерами (~10 нм) и, следовательно, большой поверхностной энергией, поэтому их синтез можно проводить при меньших температурах, реализуя меньшие размеры кристаллитов и, следовательно, более высокую механическую прочность. При синтезе керамик из компактов с относительной плотностью ~50 % размеры пор в них соизмеримы с размерами наночастиц, поэтому на них будет действовать большое капиллярное давление, стимулируя повакансионное «испарение» пор.

Перечислим, какие же проблемы требуют объяснения при анализе процессов, проявляющихся при воздействии лазерного излучения на мишени из пористого прозрачного материала, и какие особенности при этом проявляются:

- порог лазерного разрушения прозрачных монокристаллов оказывается существенно выше, чем в пористых мишенях из этого же материала [4, 5];
- этот порог зависит от показателя преломления [6];
- после воздействия лазерного излучения на мишени из прозрачного материала (например, излучения иттербиевого лазера на мишень из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) её поверхность приобретает иглоподобный характер [7];
- глубина лазерного кратера, возникшего под действием импульса излучения иттербиевого лазера в мишени, материал которой для этого излучения прозрачен, оказывается в 6–8 раз больше, чем под действием излучения СО<sub>2</sub>-лазера почти с той же энергией в импульсе, для которого мишень не прозрачна [8].

Результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на установление возможных причин проявления этих особенностей, излагаются в настоящей работе.

## 1. Экспериментальные установки

Для исследования процессов воздействия излучения на пористые материалы использовались установки, подробно описанные в [7, 8].

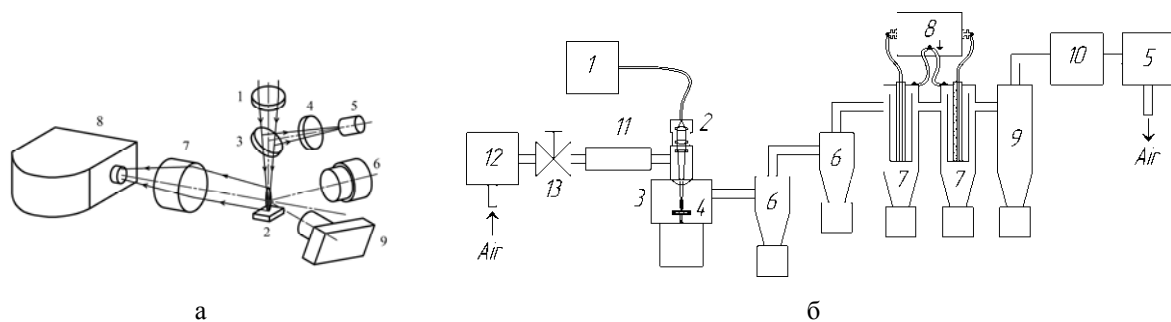


Рис. 1. Блок-схемы экспериментальных стендов для скоростной съёмки лазерного факела (а) и для получения наночастиц (б). а) 1 – кварцевая линза, фокусирующая лазерное излучение; 2 – мишень, на поверхности которой возникает лазерный факел; 3 – кварцевая делительная пластина; 4 – светофильтр; 5 – pin-фотодиод; 6 – ФЭК-22СПУ-М; 7 – объектив «Индустар-61Л/3-МС», фокусирующий излучение лазерного факела; 8 – скоростная фотоустановка ВФУ-1; 9 – фотоаппарат. б) 1 – волоконный лазер; 2 – оптическая головка ИРГ, фокусирующая лазерное излучение; 3 – испарительная камера, где пар материала мишени конденсируется в наночастицы; 4 – мишень, испаряемая лазерным излучением; 5 – мембранный насос; 6 – циклоны, улавливающие крупные капли и осколки мишени; 7 – электрофильтры для сбора нанопоршка; 8 – блок питания электрофильтров; 9 – рукавный бумажный фильтр для сбора нанопорошка; 10 – фильтр для окончательной очистки воздуха; 11 – ротаметр; 12 – фильтр предварительной очистки воздуха; 13 – игольчатый вентиль

Их блок-схемы приведены на рис. 1. В обоих случаях применялся либо волоконный иттербиевый лазер ЛС-07Н (НТО «ИРЭ-Полюс», г. Фрязино, Россия) с номинальной мощностью непрерывного излучения 700 Вт, либо импульсно-периодический СО<sub>2</sub>-лазер собственной разработки с энергией в импульсе 1 Дж, длительностью импульса на полувысоте 350 мкс и частотой следования до 600 Гц.

Эксперименты проводились с использованием мишеней, приготовленные из смесей грубых порошков  $\text{Nd}_2\text{O}_3 + \text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3 + \text{ZrO}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{YbF}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Tb}_2\text{O}_3$ ,  $\text{YSZ}$ . Для приготовления прозрачных мишеней указанные порошки смешивались в течение 48 часов, прессовались при давлении 20 МПа и подпекались при температуре 1300 °С, после чего их относительная плотность составляла ~50 %. Кроме того, использовались также мишени из порошков того же состава, но спечённые при большей (1600–1700 °С) температуре в вакууме (прозрачные мишени). Они имели плотность, близкую к 100 %, но обладали пористостью, которая обуславливала различие в спектральных коэффициентах поглощения:  $21,8 \text{ см}^{-1}$  и  $30,1 \text{ см}^{-1}$  при  $\lambda = 1,07 \text{ мкм}$ .

## 2. Результаты экспериментов

Свечение лазерного факела – это важное явление, характеризующее воздействие лазерного излучения на вещество. На рис. 2. показаны типичные осциллограммы интегрального свечения лазерного факела, возникающего при фокусировании линзой с фокусом 400 мм импульсов излучения волоконного лазера с энергией 0,8–0,9 Дж на неподвижную полупрозрачную ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (кривая 2) или непрозрачную (кривая 1) мишени из 1 % mol.  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  [8].

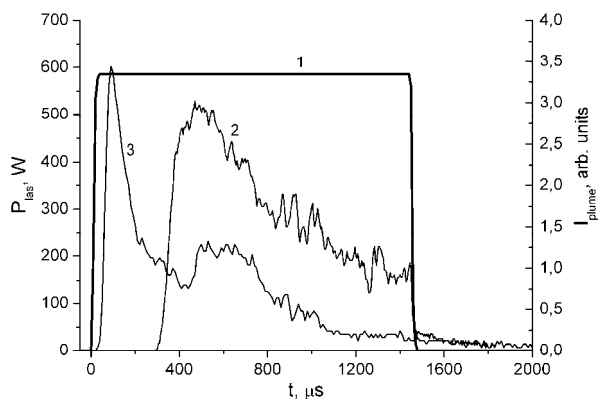


Рис. 2. Осциллограммы интегрального свечения лазерного факела; 1 – форма импульса излучения, 2, 3 – свечение факела при полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (2) и непрозрачной (3) мишеней из 1 mol. %  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$

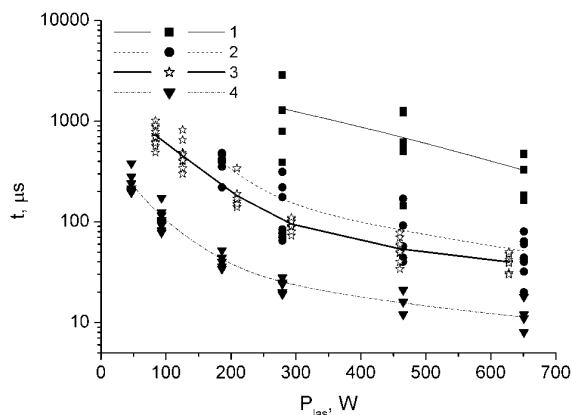


Рис. 3. Зависимость задержки появления лазерного факела при испарении неподвижной полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (1, 2) и непрозрачной (3, 4) мишеней из 1 mol. %  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$ , при фокусном расстоянии линзы 400 мм (1,3) и 200 мм (2,4)

Несмотря на то, что мощность лазерного излучения в течение импульса постоянна, во всех случаях после первоначального всплеска интенсивность свечения лазерного факела начинает уменьшаться. Кроме этого, на стадии спада свечения часто наблюдаются кратковременные иррегулярные вспышки. Видно, что задержка появления лазерного факела ( $\tau_d$ ) резко уменьшается при использовании прессованных мишеней. Эти данные существенно отличаются от результатов, наблюдаемых при использовании для этих же целей импульсов излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с примерно той же энергией [9, 10]. В последнем случае интенсивность свечения лазерного факела нарастала и спадала синхронно с плотностью мощности лазерного излучения, а осциллограммы свечения были гладкими.

Данные, приведённые на рис. 2, были использованы для построения зависимостей времени запаздывания появления лазерного факела от пиковой мощности лазерного излучения, приведённых на рис. 3. Как и следовало ожидать, во всех исследованных условиях  $\tau_d$  уменьшалось по мере увеличения мощности излучения. Однако больший интерес здесь представляют другие данные. В первую очередь, это касается резкого увеличения времени задержки появления лазерного факела при испарении полупрозрачных ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) мишеней (кривые 1, 2) по сравнению с аналогичными данными, полученными при использовании непрозрачных ( $\alpha_0 = 1700 \text{ см}^{-1}$ ) мишеней (кривые 3, 4). В среднем задержка появления лазерного факела на полупрозрачной мишени 1 % mol.  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  при

неизменной мощности лазерного импульса оказывается в 5–10 раз больше, чем для непрозрачной мишени из такого же материала.

Иногда вспышки свечения наблюдались только внутри мишени, а ее поверхность оставалась неповрежденной. Это свидетельствует об объемном характере поглощения энергии излучения в полупрозрачных материалах.

Для прояснения такого необычного поведения интегрального свечения факела нами была выполнена скоростная съемка динамики собственного свечения лазерного факела от различных мишеней с помощью скоростной камеры (позиция 8 на рис. 1). На рис. 4 приведены типичные негативные изображения лазерных факелов в различные моменты времени.

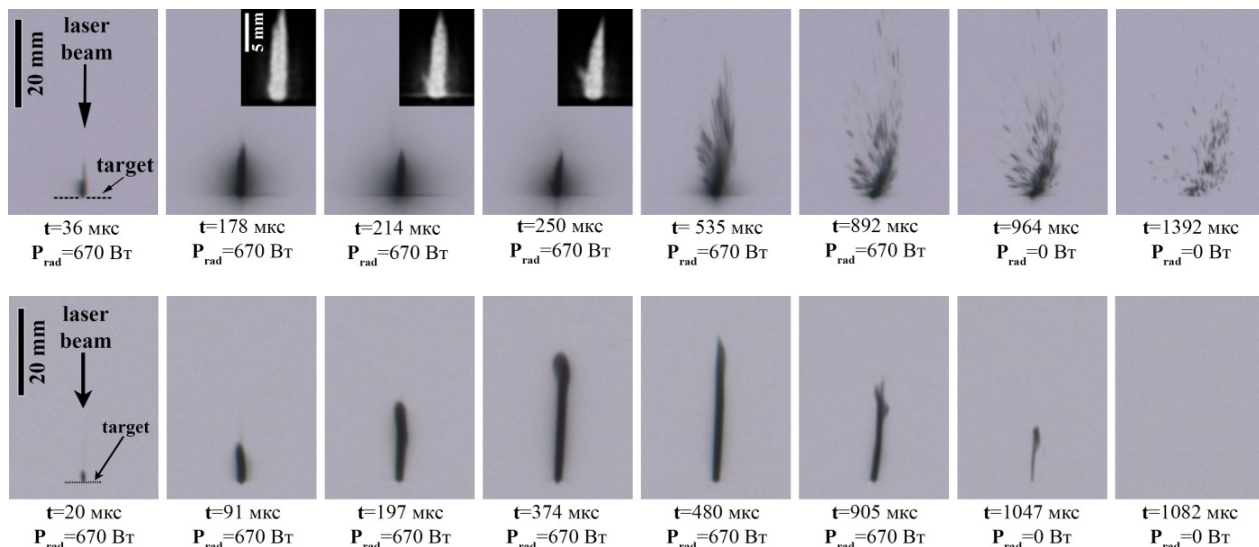


Рис. 4. Фотографии в собственном свете лазерного факела, образовавшегося при испарении непрозрачной мишени из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, (верхний ряд) и графита (нижний ряд) импульсом излучения длительностью 1 мс. Время  $t$  отсчитывается от момента появления факела ( $\tau_d$ ). Задержка появления факела относительно начала лазерного импульса;  $\tau_d = 38$  мкс для Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, и  $\tau_d = 8$  мкс для графита;  $P_{las}$  – мгновенная мощность излучения волоконного лазера

Время на этих кинограммах для удобства отсчитывается от момента возникновения лазерного факела [11]. В частности, на рис. 4 (верхний ряд) показаны фотографии лазерного факела для случая непрозрачной мишени из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Этот случай реализуется, когда мишень ещё не успела покрыться оплавленным слоем. Здесь разрушение мишени начинается через 38 мкс после начала лазерного импульса, в течении которого излучение плавит вещество мишени и доводит его до кипения (для Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> температура кипения  $T_b = 4300^\circ\text{C}$ ) [12]. После начала испарения над поверхностью мишени появляется светящийся столб пара, высота которого через 178 мкс достигает максимальной величины, равной ~12 мм.

В течение последующих 72 мкс, несмотря на неизменную мгновенную мощность лазерного излучения, высота столба уменьшается до 10 мм. В первые  $\approx 200$  мкс после образования лазерного факела его форма (в виде столба) и динамика качественно совпадают с наблюдавшимися в [9, 10, 13] при испарении в воздухе мишеней из YSZ и Nd:YAG импульсом излучения CO<sub>2</sub> лазера длительностью 330 мкс и интенсивностью  $I = 1 \div 1,3$  МВт/см<sup>2</sup>. Более того, как показали спектральные исследования лазерного факела, созданного как CO<sub>2</sub>-лазером [9, 10], так и иттербиевым лазером [13], испарение мишени происходит в форме радикалов YO, ZrO, NdO, которые и обуславливают свечение. Именно при конденсации этого пара формируются наночастицы с размерами 2–40 нм. Однако через 200 мкс абляция мишени, производимая иттербиевым лазером, начинает отличаться от абляции, производимой CO<sub>2</sub>-лазером, где в факеле присутствует в основном паровая фаза. Отличия связаны с появлением на фотографиях лазерного факела множества треков, обусловленных разлётом крупных объектов. Прделанный ранее анализ содержимого испарительной камеры при синтезе нанопо-

рошка [8] показал, что такими объектами в большинстве случаев являются именно капли расплава. Через  $\approx 500$  мкс после начала испарения мишени лазерный факел состоит преимущественно из капель, а доля светящихся паров существенно снижается. Именно вылетом капель объясняется пиковый осциллограмм собственного свечения факела (рис. 2). Дополнительным подтверждением того, что треки обусловлены именно крупными каплями, является отсутствие таких треков при испарении графитовой мишени (рис. 4 нижний ряд). В этом случае лазерный факел состоит только из столба пара, который спустя 480 мкс после образования достигает своей максимальной высоты 32 мм. Отсутствие в этом случае разлетающихся капель мы связываем с тем, что графит при атмосферном давлении и температуре  $4200^\circ\text{C}$  возгоняется без образования жидкого расплава [12].

Скоростные фотографии качественно подтвердили предполагавшийся ранее механизм испарения оксидных мишеней волоконным лазером. Он заключается в том, что материал уносится из мишени в виде смеси пара и капель в отличие от абляции такой же мишени излучением  $\text{CO}_2$  лазера, где материал уносится преимущественно в виде пара. В [8] показаны в сравнении кратеры, полученные импульсами  $\text{CO}_2$  лазера и волоконного лазера с почти одинаковой энергией  $\approx 1$  Дж в мишени из 1 % mol. Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Получено, что кратер образованный импульсом волоконного лазера в 8 раз более глубокий, чем в случае  $\text{CO}_2$ -лазера «ЛИАЭРТ» [9, 10]. Соответственно, масса удалённого из мишени волоконным лазером вещества (67 мкг) также оказалась гораздо больше, чем для  $\text{CO}_2$ -лазера (12 мкг). С другой стороны, наши эксперименты показали, что максимальная производительность получения нанопорошка волоконным лазером при мощности излучения 600 Вт равна 27 г/час. Эта величина мало отличается от производительности получения этого же нанопорошка (27–31 г/час) импульсно-периодическим  $\text{CO}_2$ -лазером «ЛИАЭРТ» той же средней мощности излучения. Как известно, наночастицы сферической формы образуются при конденсации паровой фазы, следовательно, количество парообразного материала мишени в том и в другом случаях должно быть примерно одинаковым, что и наблюдается в экспериментах.

### 3. Результаты численного моделирования

Вышеупомянутые результаты требуют объяснения путём создания физической картины, её математического моделирования и сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными. При этом нужно учесть существенную особенность получения данных нанопорошков волоконным лазером. Она заключается в том, что на длине волны 1,07 мкм многие оксиды прозрачны, то есть имеют очень малый показатель поглощения. Например, для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (лейкосапфир) [14], Nd:YAG [15] и 1 % Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [16] они равны  $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  и  $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , соответственно. Если на эти монокристаллические материалы воздействовать излучением, попадающем в область их прозрачности, то пороговая плотность мощности излучения  $I$  их лучевого разрушения составляет  $\sim 10 \text{ МВт/см}^2$  [17].

Тем не менее, как показали описанные выше экспериментальные исследования, пористые мишени из этих материалов довольно хорошо испаряются даже при интенсивности излучения волоконного лазера на мишени менее и порядка  $1 \text{ МВт/см}^2$ . С другой стороны, мы не смогли испарить непрерывным излучением волоконного лазера с той же интенсивностью спрессованную мишень из CaF<sub>2</sub> (флюорита), хотя величина показателя поглощения CaF<sub>2</sub> ( $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ) лишь немного меньше, чем у 1 % Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Подытоживая вышесказанное, можно сформулировать два резонных вопроса.

- 1) Почему при этих интенсивности излучения волоконного лазера  $0,4\text{--}1 \text{ МВт/см}^2$  вообще возможно испарять пористые мишени из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Nd:YAG, ZrO<sub>2</sub>:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (YSZ), Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>?
- 2) Почему такая же мишень из CaF<sub>2</sub>, имеющего примерно тот же показатель поглощения, не только не испаряется, но и с трудом плавится?

Для ответа на данные вопросы нами были проведены численные расчеты распространения лазерного излучения в мишени из спрессованных частиц оксидных материалов. Подробно расчетная модель описана в [6].

Основу модели составляло волновое уравнение Гельмгольца для электромагнитной волны, распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления  $n_p$  и воздуха с  $n_{air} = 1$ :

$$\Delta E + k^2 \varepsilon E = 0 \quad (1)$$

где  $E$  – амплитуда напряжённости электрического поля;  $k = 2 \cdot \pi / \lambda$  – волновое число;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала.

В качестве исследуемых материалов были выбраны  $\text{MgF}_2$  ( $n_p=1,38$ ),  $\text{CaF}_2$  ( $n_p=1,43$ ),  $\text{BaF}_2$  ( $n_p=1,47$ ),  $\text{SiO}_2$  ( $n_p=1,54$ ),  $\text{BeO}$  ( $n_p=1,71$ ),  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  ( $n_p=1,70$ ),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $n_p=1,75$ ),  $\text{Y}_2\text{O}_3$  ( $n_p=1,90$ ) и  $\text{YSZ}$  ( $n_p=2,12$ ), испаряемые ранее в экспериментах по наработке нанопорошка. Их показатели поглощения на длине волны  $\lambda = 1,07$  мкм имеют достаточно малые значения ( $10^{-2} \div 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ). Характерные распределения интенсивности лазерного излучения в мишенях приведены на рис. 5

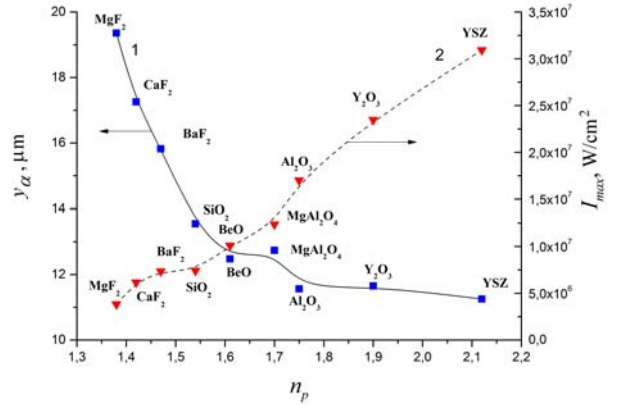
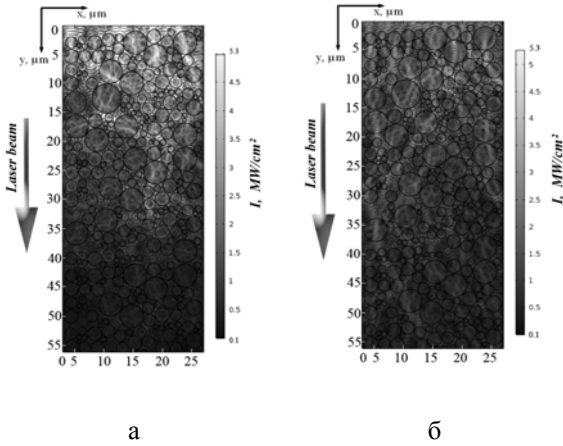


Рис. 5 Распределение интенсивности излучения волоконного лазера, рассеянного в прессованной мишени из  $\text{CaF}_2$  (а) и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (б). Интенсивность падающего излучения  $I_0 = 0,46 \text{ МВт/см}^2$ . Внутри окружностей – материал мишени, вне окружностей – воздух

Рис. 6. Зависимость характерной глубины ослабления лазерного излучения  $y_\alpha$  (кривая 1) и интенсивности излучения в области самого сильного локального максимума  $I_{\max}$  (кривая 2) от величины показателя преломления материала частиц ( $I_0 = 0,46 \text{ МВт/см}^2$ )

На рис. 5 приведено распределение интенсивности излучения в мишени из спрессованного порошка  $\text{CaF}_2$  (а) и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (б) при облучении ее волоконным лазером ( $\lambda = 1,07$  мкм). В обоих случаях обращает на себя внимание, что в некоторых локальных участках расчётной области интенсивность рассеянного излучения значительно превышает интенсивность излучения, падающего на мишень. Условно назовём такие области с повышенной интенсивностью «локальным максимумом». Их возникновение обусловлено интерференцией излучения рассеянного наружной поверхностью частиц и излучения преломленного при прохождении сквозь частицы.

На рис. 6 так же представлена зависимость максимальной интенсивности излучения, реализующейся в наиболее сильном локальном максимуме расчётной области (пунктирная кривая) от показателя преломления материала частиц. Как видно, по мере его уменьшения с величины  $n_p = 2,12$  ( $\text{YSZ}$ ) до  $n_p = 1,38$  ( $\text{MgF}_2$ ) интенсивность  $I_{\max}$  уменьшается с  $\approx 31 \text{ МВт/см}^2$  ( $\text{YSZ}$ ) до  $\approx 4,8 \text{ МВт/см}^2$  ( $\text{MgF}_2$ ). Для флюорита и оксида иттрия эти величина этого параметра составляет  $\approx 6 \text{ МВт/см}^2$  и  $\approx 23 \text{ МВт/см}^2$ , соответственно.

Таким образом, при рассеянии излучения волоконного иттербиевого лазера в мишени из порошков этих материалов приводит к тому, что его интенсивность в некоторых её локальных областях в зависимости от их коэффициента преломления может превышать интенсивность падающего излучения в  $10 \div 67$  раз. Превышение интенсивности в таких участках над пороговым значением способно значительно увеличить вероятность развития оптического пробоя внутри или на поверхности микрочастицы (в общем случае – в порошковой среде). Мы полагаем, что именно в этих локальных максимумах и инициируется первоначальный нагрев мишени. Далее от этих участков распространяются тепловые волны «прогревающие» всю мишень. Механизм возникновения и динамика распространения подобной волны рассмотрен в [8].



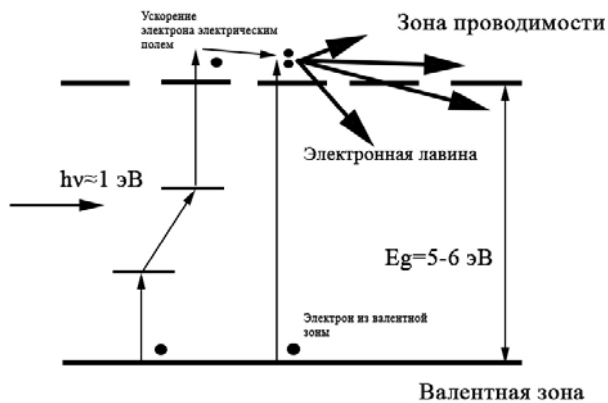


Рис. 7. Иллюстрация механизма инициирования нагрева прессованной мишени в области локального максимума интенсивности излучения

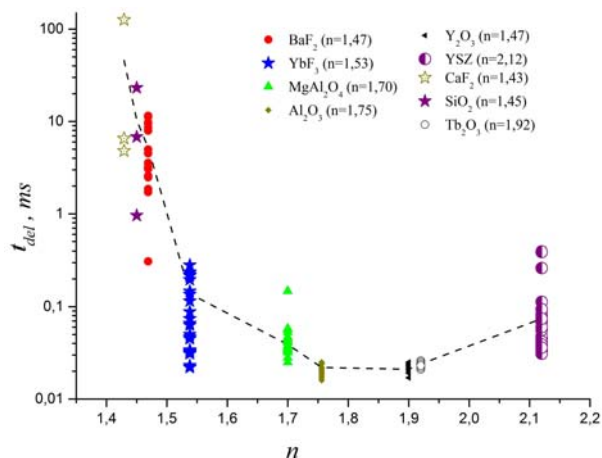


Рис. 8. Зависимость времени задержки появления лазерного факела для различных материалов от их показателя преломления при интенсивности излучения  $I = 0,46 \text{ МВт/см}^2$

Нам представляется следующий механизм инициирования и формирования лавины в локальных максимумах (рис. 7). Первоначально «затравочные» электроны перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости многофотонным поглощением. Поскольку порошок в мишени подвергался прессованию, то в нем образуются дефекты с уровнями в запрещенной зоне диэлектрика. Кроме того, на границе частичек порошка появляются уровни Тамма, так же лежащие внутри запрещенной зоны. Все эти факторы способствуют реализации каскадного механизма перехода электронов в зону проводимости, что требует меньшего числа одновременно поглощаемых фотонов, и, как следствие, меньшей интенсивности излучения. Далее под действием электрического поля электромагнитной волны происходит развитие электронной лавины в зоне проводимости, которая поглощает энергию лазерного излучения и переводит ее в тепло. Модели развития электронной лавины в диэлектрике в сильном поле лазерного излучения хорошо известны (см. например [18, 19] и цитируемую там литературу) и, на наш взгляд, они вполне применимы к описанию процессов в локальных максимумах.

Описанная выше модель косвенно подтверждается данными рис. 8. На нем приведены результаты измерения задержки появления лазерного факела в зависимости от показателя преломления. Видно, что при увеличении показателя преломления время задержки уменьшается в сотни раз. Особенно существенно это уменьшение в диапазоне  $n = 1,4-1,75$ . Это объясняется увеличением интенсивности излучения в локальных максимумах (рис. 6), что приводит к уменьшению времени развития электронных лавин обеспечивающих поглощение лазерного излучения [18]. Неясными остаются причины увеличения задержки при  $n > 1,9$ . Скорее всего, это связано с особенностями поглощения в  $\text{Tb}_2\text{O}_3$  и  $\text{YSZ}$ , для которых наблюдалось это увеличение.

Таким образом, именно порошковая структура мишени позволяет испарять лазерным излучением материалы, которые в виде монокристаллов являются для излучения прозрачными.

### Список литературы

1. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И., Михаэлеску И. Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами, М.: Наука, 1988, 537 с.
2. Minh N. Q., Takahashi T. / Science and technology of ceramic fuel cells // Elsevier science, Amsterdam, 1995, 366 p.
3. Ikesue A., Aung Y. L., V. Lupei Ceramic lasers, Cambridge University press, 2013, 445 p.
4. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С. // Труды ФИАН, 1978, т.101, с.31–74.
5. Osipov V., Lisenkov V., Platonov V. // Applied Physics A., 2015, v.118, p.1133–1144.

6. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Тихонов Е. В. // Квантовая электроника, 2018, т. 48 (3), с. 235–243.
7. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Орлов А. Н., Подкин А. В., Саввин И. А. // ЖТФ, 2014, т. 84 (5), с. 97–105.
8. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Орлов А. Н., Подкин А. В., Саввин И. А. // ЖТФ, 2014, т. 84 (5), с. 88–96.
9. Osipov V. V., Solomonov V. I., Ivanov M. G., Platonov V. V., Snigireva O. A., Lisenkov V. V. // Laser physics, 2006, v. 16, p.134–145.
10. Осипов В. В., Платонов В. В., Лисенков В. В. // Квантовая электроника, 2009, т. 39 (6), с. 541–546.
11. Осипов В. В., Евтушенко Г. С., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В., Тихонов Е. В., Тригуб М. В., Фёдоров К. В. // Квантовая электроника, 2016, т. 46 (9), с. 821–828.
12. Григорьев И. С., Мейлихов Е. З. Физические величины: Справочник, М.: Энергоатомиздат, 1991, 777 с.
13. Осипов В. В., Соломонов В. И., Спирина А. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В. // Оптика и спектроскопия, 2017, т. 122 (1), с. 167–174.
14. Белов Н. Н. // Кристаллография, 1989, Т. 34 (5), с. 1185–1189.
15. Innocenzi M. E. and Swimm M R. T. Bass R. H. French M. R. Kokta // Journal of Applied Physics, 1990, v. 68, p. 1200–1204.
16. Hideyasu Tsuiki, Toshiaki Masumoto, Koichi Kitazawa and Kazuo Fueki // Japanese Journal of Applied Physics, 1982, v. 21, № 7, p. 1017–1021.
17. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. // ЖЭТФ, 1970, т. 58 (1), с. 31–36.
18. Молчанов А. Г. // ФТТ, 1970, т. 12 (3), с. 954–956.
19. Горшков Б. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А. // ЖЭТФ, 1979, т. 76 (2), с. 617–629.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КВАНТРОНА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И $Yb^{3+}:YAG$ АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

*В. А. Островский, А. В. Демьянов, К. Н. Макаров, И. С. Макогон, М. В. Путилин  
и М. И. Пергамент*

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» г. Москва, г. Троицк

## Введение

Современный тренд создания импульсно-периодического драйвера лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) основан на использовании диодной накачки и газового (криогенного) охлаждения активных элементов. По целому ряду соображений активной средой таких лазерных систем чаще всего выбирается  $Yb:YAG$ . Иттрий-алюминиевый гранат, легированный иттербием ( $Yb:YAG$ ), считается одним из наиболее подходящих материалов для активной среды импульсных лазеров с высокой средней мощностью, поскольку обладает совокупностью важных свойств: относительно большим временем жизни возбуждённого состояния (1 мс), значительной теплопроводностью, малым квантовым дефектом, оптимальным значением сечения вынужденного излучения. Типичный представитель такого подхода лазерная система DiPOLE [1], разработанная в Резерфордской лаборатории, Дидкот, Великобритания. Как известно, эта лазерная система состоит из ряда предусилителей и силового блока с криогенным охлаждением. Для того чтобы достичь энергии насыщения, то есть иметь возможность извлечь всю энергию, запасённую в инверсной населённости, на вход силового блока необходимо подавать импульс по крайней мере с энергией 100 мДж, чтобы достичь в импульсно-периодическом режиме хотя бы 10 Дж выходной энергии каждого импульса.

Однако, энергия импульсов задающих генераторов, реализующих требования на пространственно-временную форму ЛТС драйвера, как правило, не превышает нескольких микроджоулей. Это значит, что стоит вопрос об их усилении на несколько порядков величины. В этой связи заметим, что существует серийный выпуск усилительных устройств (квантронов) – систем предусиления, выпускаемых на производствах НПП «Инжект» и ООО «Лассард». Серийные квантроны работают на длине волны 1064 нм с диодной накачкой активных элементов  $Nd:YAG$ . Нами была рассмотрена возможность использования квантронов, изготавливаемых серийно, но с изменением длины волны накачки (940 нм) и заменой активных элементов из  $Nd:YAG$  на  $Yb:YAG$ . Эти квантроны были изготовлены согласно нашему техническому заданию.

Изучение их физико-технических характеристик и создание на этой основе импульсно-периодических усилителей есть тема настоящего доклада.

## Аппаратура и методы измерения

Исследуемый стержневой усилитель (квантрон) представляет собой компактное устройство с активным элементом (АЭ) из кристалла  $Yb:YAG$  с концентрацией иттербия 1,1 %, диаметром 5 мм и длиной 105 мм. АЭ помещен в кварцевую трубку диаметром 1 см – водяной канал охлаждения. Вокруг располагаются 5 диодных матриц накачки, излучающих на длине волны  $\lambda = 940$  нм, с суммарной мощностью излучения ~25 кВт. Расчеты показывают, что эта мощность близка к оптимальной для накачки кристалла  $Yb^{3+}:YAG$  с концентрацией легирования иттербием 1,1 %. Внешний вид и схематичное изображение квантрона показано на рис. 1.

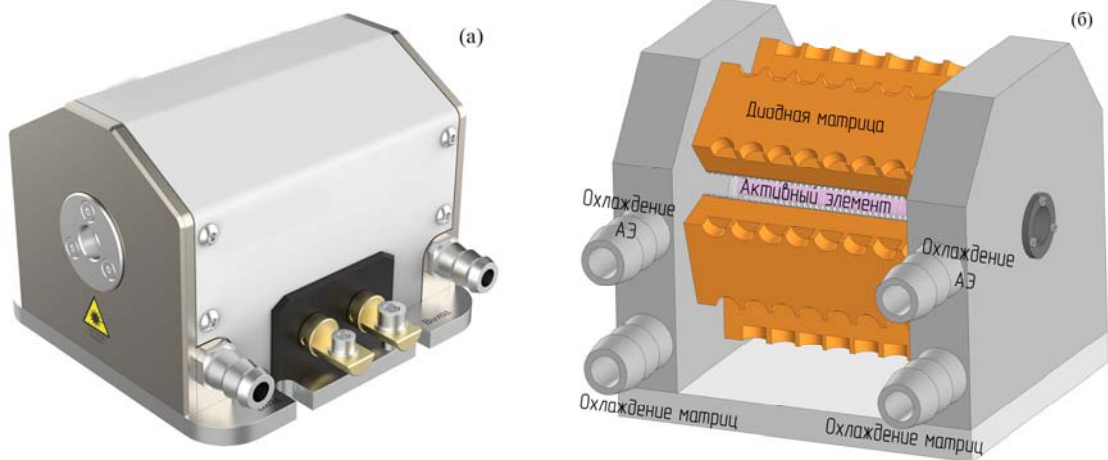


Рис. 1. Внешний вид квантрона (а) и схематичное изображение квантрона со снятой крышки (б)

Питание матриц осуществлялось с помощью источника *SF315* компании *FEDAL*, а охлаждение чиллером *HRS050* компании *SMC* с мощностью охлаждения 5 кВт, поддерживающего температуру с точностью  $0,2^{\circ}\text{C}$ . Измерения спектральных характеристик диодных матриц и излучения люминесценции проводилось с помощью спектрометра *Колибри – 2* (спектральный диапазон в пределах от 920 до 1040 нм). Распределение люминесценции на торце активного элемента, обуславливающее пространственные искажения усиливаемого луча измерялось путем перестроения изображения торца активного элемента в CCD-камеру *BC106N-VIS/M* компании *ThorLabs*. И, наконец, измерение коэффициента усиления по слабому сигналу. Эта характеристика является одной из важнейших, поскольку обуславливает потенциал усилительного устройства. Для измерения использовались 2 калориметра *PE50-DIF-C* и портативные измерители энергии *Nova II* компании *Ophir*.

### Экспериментальные результаты

Исследование характеристик излучения диодных матриц и люминесценции активных элементов проводилось при различных токах накачки, разных температурах воды, охлаждающей матрицы и активные элементы, и разной частоте повторения импульсов.

Зарегистрированные, с помощью спектрометра *Колибри – 2* данные представлены на рис. 2 и 3.

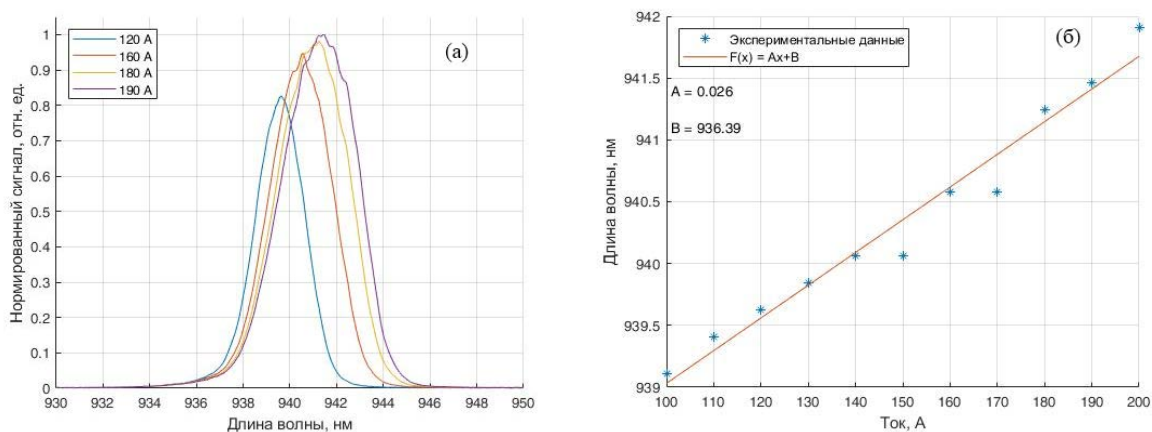


Рис. 2. Спектр излучения диодных матриц при разных токах (а) и зависимость длины волны излучения диодной матрицы в максимуме интенсивности от тока накачки (б)

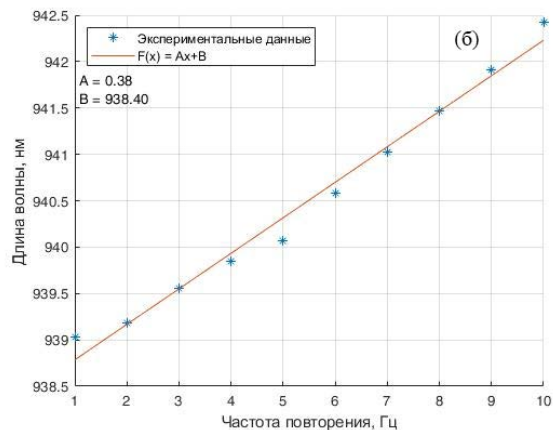
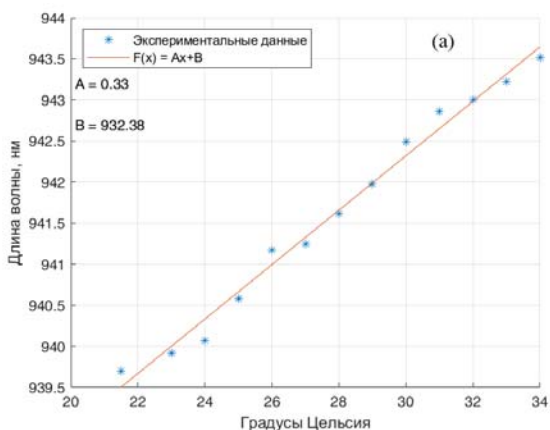


Рис. 3. Зависимость длины волны в максимуме интенсивности спектра излучения диодной матрицы от ее температуры (а) и от частоты повторения импульсов (б)

Как видно из рисунков смещение длины волны в максимуме интенсивности излучения диодных матриц линейно зависит от каждого из перечисленных выше параметров. Аппроксимации этих зависимостей:  $\lambda_{\max} = 0,026 \cdot I + 936,39$ ;  $\lambda_{\max} = 0,33 \cdot T + 932,38$ ;  $\lambda_{\max} = 0,38 \cdot fn + 938,4$ , где  $I$  – ток накачки матрицы,  $T$  – ее температура,  $fn$  – частота повторения импульсов.

Из приведенных выше данных следует, что изменение тока накачки, увеличивающее или уменьшающее интенсивность излучения матрицы или изменение частоты повторения импульсов, приводит к сдвигу спектра со значения 940 нм. Изменение спектра должно быть скомпенсировано температурой воды, охлаждающей диодную матрицу.

Полученный в результате эксперимента спектр люминесценции активного элемента представлен на рис. 4.

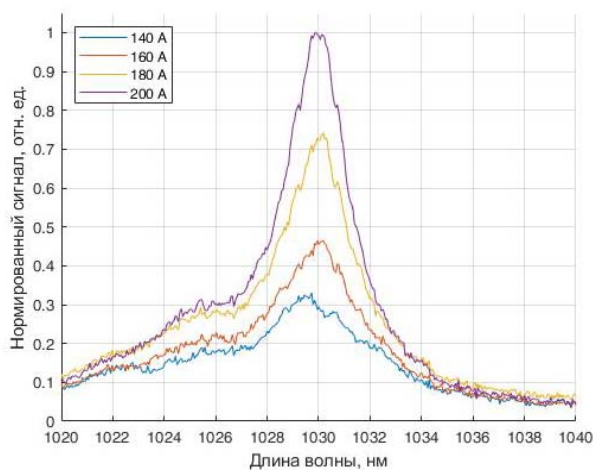


Рис. 4. Спектр люминесценции

Как видно из рис. 4 спектр люминесценции активного элемента не зависит от тока накачки.

На рис. 5 представлена форма импульса люминесценции во времени, зарегистрированная с помощью фотодиода ФД-24К. Как следует из рисунка, люминесценция линейно растет на протяжении длительности импульса накачки и экспоненциально падает при ее прекращении. Из рисунка следует также, что длительность процесса накачки могла бы быть увеличена – просто длительность генерации используемого нами источника тока (SF315) ограничена значением 1,5 мс.

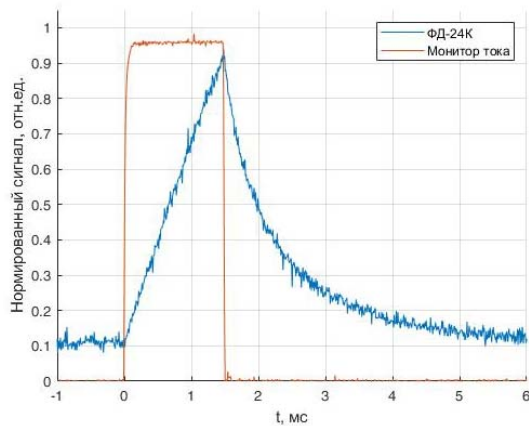


Рис. 5. Формы импульса люминесценции во времени

Измерение пространственного распределения люминесценции проводилось с помощью камеры *BC106N-VIS/M* компании *ThorLabs*. На рис. 6 представлены результаты измерений.

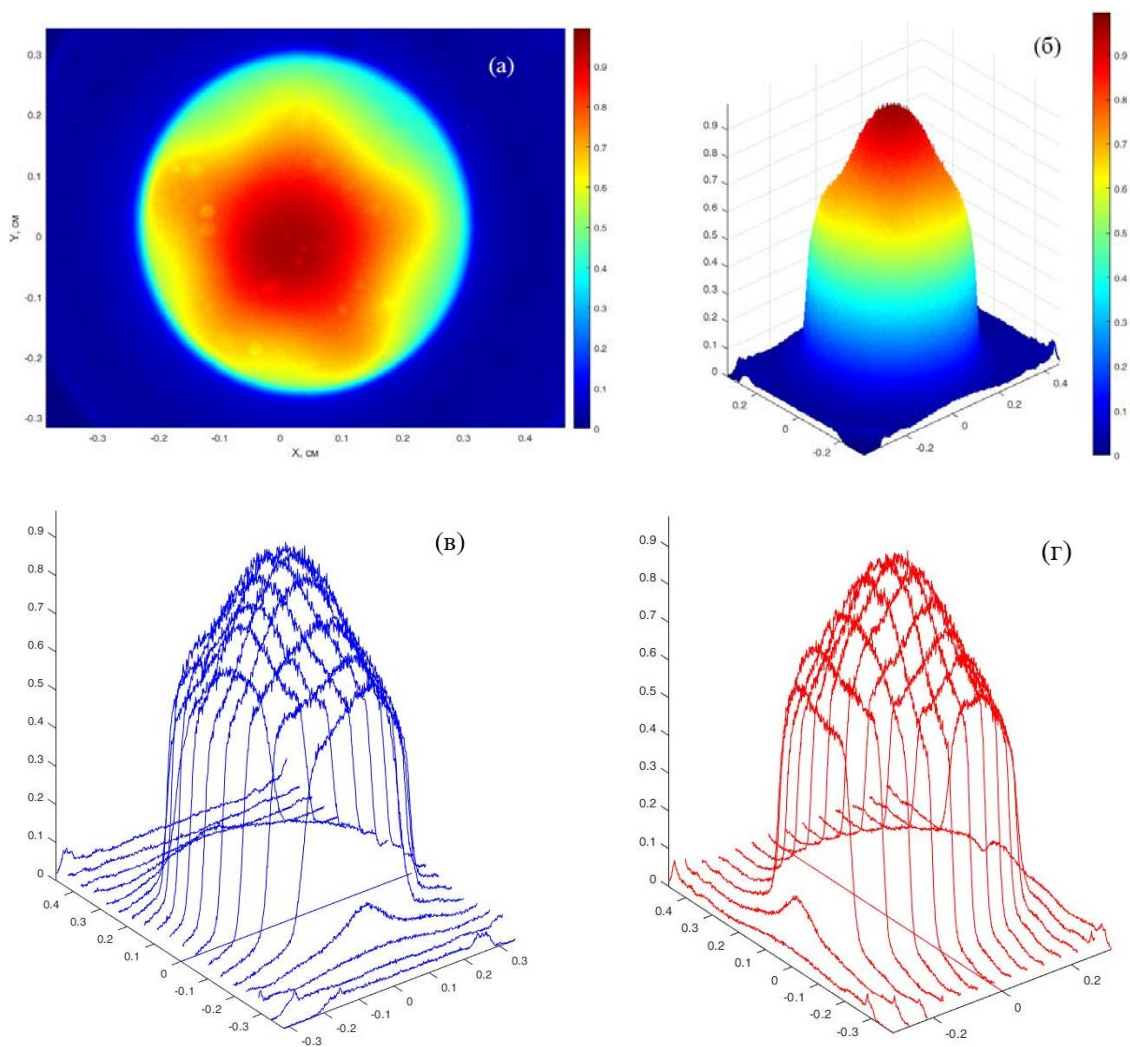


Рис. 6. Пространственное распределение люминесценции (а), трехмерное распределение люминесценции (б), сечения пучка по оси Y (в) и по оси X (г)

Измерения коэффициента усиления по слабому сигналу проводились при различных длительностях импульса накачки. Как уже говорилось, эта характеристика является одной из важнейших, поскольку задает основной потенциал лазерного усилительного устройства. Результаты измерений представлены в таблице 1. Необходимо отметить, что при выключенной накачке и энергии входящего сигнала  $0,48 \text{ мДж} \pm 0,03 \text{ мДж}$ , энергия выходного сигнала составляла  $0,1 \text{ мДж} \pm 0,02 \text{ мДж}$ , что говорит о сильном поглощении излучения с длиной волны 1030 нм активной средой. Отметим также, что длина стержня равна 10,5 см и весь объем стержня легирован, а длина накачиваемой области составляет лишь 8,1 см. Торцевые участки стержней общей длиной 2,4 см не накачиваются. Поэтому для измеренного ( $\sigma_a^L = 0,098 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ) и рассчитанного ( $\sigma_a^L = 0,13 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ) значения сечения поглощения учитывалось поглощение излучения на длине волны 1030 нм в не накачиваемых торцах стержня. На рис. 7 представлены экспериментальные данные и результаты расчетов зависимости коэффициента усиления по слабому сигналу от длительности импульса накачки. Заметим, что расчетные и экспериментальные данные наилучшим образом совпадают, когда в расчетах принимается, что коэффициент отражения излучения накачки от внутренней поверхности активного элемента равен 60 %.

Таблица 1

### Результаты измерений

Длительность импульса накачки, мс	Энергия после усиления, мДж	Коэффициент усиления за один проход
1,5	13,7	28,5
1,4	13,5	28,1
1,3	12,8	26,7
1,2	12,1	25,0
1,1	10,7	22,2
1	8,7	18,0
0,9	6,6	13,8
0,8	4,8	10,1
0,7	3,1	6,6
0,6	1,8	3,7
0,5	1,0	2,1

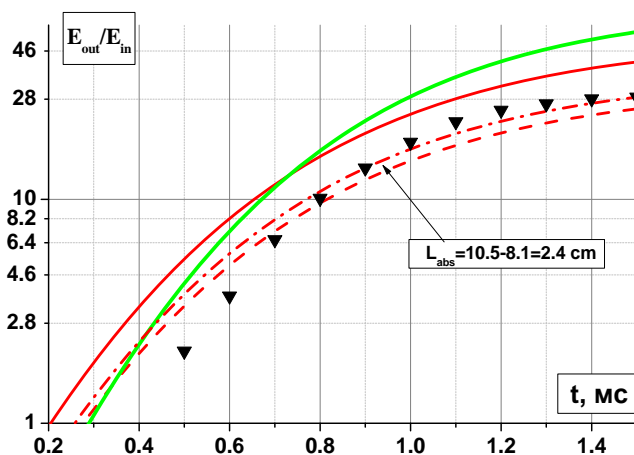


Рис. 7. Эволюция усиления слабого сигнала

Треугольники – экспериментальные точки (мощность накачки ~25 кВт), линии – расчет с использованием численной модели; сплошные линии – коэффициенты усиления для активных элементов, в которых концы АЭ не легированы иттербием (красного цвета – концентрация иттербия  $C_{Yb} = 1,1\%$ , зеленого цвета –  $C_{Yb} = 1,83\%$ ); штрихпунктирная и штриховая получены с учетом поглощения в концах стержня для  $\sigma_a^L = 0,098 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  и  $\sigma_a^L = 0,13 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , соответственно

Как следует из расчетов коэффициент усиления слабого сигнала максимален при коэффициенте отражения от внутренней поверхности стержня 60 % и равен 56 при оптимальной концентрации 1,83 % ионов иттербия в стержне, в котором, к тому же, концы не легированы. С легированными торцами усиление уменьшается до 39 для 1,9 % и 28 для 1,1 % содержания иттербия, соответственно.

### Заключение

- Проведено подробное исследование физико-технических характеристик серийно выпускаемых на производствах НПП «Инжент» и ООО «Лассард» усилительных устройств (квантронов). Представлены результаты измерений коэффициентов поглощения и усиления кристаллов  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ , работающих при комнатной температуре, спектральных свойств излучения накачки и люминесценции.

- Показано, что зависимости длины волны излучения накачки от тока, протекающего через диодный излучатель, его температуры и частоты повторения импульсов – линейны. Приводятся аппроксимирующее соотношения.

- Создана численная модель квантрона. Верификация показала хорошее совпадение расчетных параметров квантронов с экспериментально измеренными данными.

- Показано, что при оптимальном выборе концентрации ионов иттербия максимальный коэффициент усиления слабого сигнала достигает 56. Применение таких оптимальных активных элементов в квантроне позволит, например, в двухпроходной схеме достичь усиления превышающего три с половиной порядка величины.

Авторы выражают свою благодарность Д. В. Высоцкому и Р. В. Смирнову за плодотворные обсуждения.

### Список литературы

1. Bayramian A., Aceves S., Anklam T. et al, «A Compact Line Replaceable Unit Laser Driver for Laser Inertial Fusion Energy», CLEO Technical Digest, paper JTh3I.5 (2012).
2. Krupke W. F., «Ytterbium Solid-State Lasers – The First Decade», IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 6(6) 1287 (2000).
3. Jambunathan V., Körner J., Sikocinski P. et al, «Spectroscopic characterization of various Yb<sup>3+</sup>-doped laser materials at cryogenic temperatures for the development of high energy class diode pumped solid state lasers», Proc. of SPIE 8780, 87800G-1 (2013).
4. Körner J., Jambunathan V., Hein J. et al. «Spectroscopic characterization of Yb<sup>3+</sup>-doped laser materials at cryogenic temperatures», Appl. Phys. B 116, 75–81 (2014).
5. Siebold M., Loeser M., Schramm U., Koerner J., Wolf M., Hellwing M., Hein J., and Ertel K., «High-efficiency, room-temperature nanosecond Yb:YAG laser», Opt. Express 17, 19887-19893 (2009).
6. Koerner J., Vorholt C., Liebetrau H., Kahle M., Kloepfel D., Seifert R., Hein J., and Kaluza M.C., «Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb:YAG, Yb:LuAG, and Yb:CaF<sub>2</sub> between 20 °C and 200 °C and predictions on their influence on laser performance», J. Opt. Soc. Am. B 29, 2493-2502 (2012)
7. Peterson P., Gavrielides A., Newell T. C., Vretenar N., and Latham W. P., «ASE in thin disk lasers: theory and experiment» Optics Express. 19 25672-25684 (2011).



# СОЗДАНИЕ КРИОГЕННОЙ МИШЕНИ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

*М. А. Рогожина, Е. Ю. Зарубина*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

Проведение экспериментов в области лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) предполагает использование криогенной мишени непрямого облучения. Такая мишень представляет собой полую сферическую оболочку с замороженным на ее внутренней поверхности гладким и однородным по толщине слоем твердого водородного топлива. Оболочка в свою очередь помещена в центр бокса-конвертора, который обеспечивает равномерное тепловое окружение оболочки на этапе формирования криослоя и конвертацию лазерного излучения в рентгеновское излучение на этапе проведения экспериментов по зажиганию. Аттестация криослоя и заведение лазерного излучения выполняется через отверстия в боксе-конверторе, которые герметично закрыты пленками. Схематичное изображение криогенной мишени непрямого облучения приведено на рис. 1 [1]. К конструкции этих мишеней предъявляются высокие требования к геометрии и размеру элементов, точности их изготовления и сборки, герметичности, качеству криогенного слоя и др. Эти требования направлены на снижение энергетических потерь для достижения максимальной температуры и плотности топлива в точке зажигания при вложенной лазерной энергии.

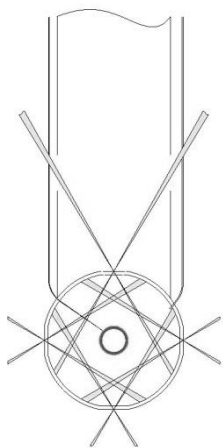


Рис. 1. Схематичное изображение криогенной мишени непрямого облучения

Создание криогенной мишени непрямого облучения – многоуровневая задача, заключающая несколько этапов:

- разработка концепции криомишени;
- разработка и производство составных элементов криомишени, их аттестация;
- прецизионная сборка криомишени (расположение элементов с микронной точностью относительно друг друга) и ее аттестация;
- создание криослоя требуемого качества;
- аттестация криослоя;
- постановка криомишени на эксперимент без потери качества слоя.

Данные подзадачи решаются параллельно друг другу и, по мере получения каких-либо значимых результатов в одной из них, могут оказывать влияние и вносить корректировки в методы решения и реализацию остальных. Рассмотрим подробнее этапы, на которых были сконцентрированы усилия последних лет, а именно прецизионная сборка элементов криомишени и создание криогенного слоя внутри оболочки.

Для сборки криогенных мишеней с требуемой точностью был разработан стенд сборки криогенных мишеней [2]. На данном стенде проводятся сборочные операции по герметизации окон бокса-конвертора; вклеивание микрокапилляра в отверстие сферической оболочки; сборка узла бокса-конвертора с капсулой внутри; сборка всего мишенного узла и финишная аттестация мишени на соответствие требуемой точности расположения элементов друг относительно друга. Рабочие места оборудованы системами точного позиционирования собираемых элементов; системами удержания собираемых элементов; системами видеонаблюдения высокого разрешения для регистрации процесса сборки и аттестации. Финишная аттестация проводится на видеоизмерительной системе высокого разрешения для трехмерного контроля поверхности с разрешением до 10 нм.

На рис. 2 показан один из этапов сборки мишени: процесс ввода микрокапилляра  $\varnothing 20$  мкм в соответствующее отверстие оболочки  $\varnothing 2$  мм [2, 3]. На воронкообразный держатель устанавливается оболочка, при помощи позиционеров положение отверстия корректируется так, чтобы оно на-

ходилось в полюсе оболочки; капилляр устанавливается в цанговый зажим манипулятора и ориентируется соосно отверстию оболочки, предварительно на поверхность микрокапилляра с отступом от торца наносится небольшое количество клея. После чего микрокапилляр опускается в отверстие оболочки до распределения клея по контуру отверстия.

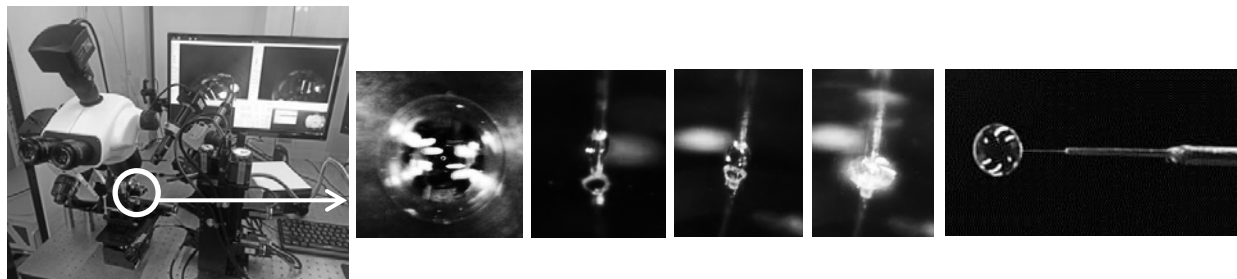
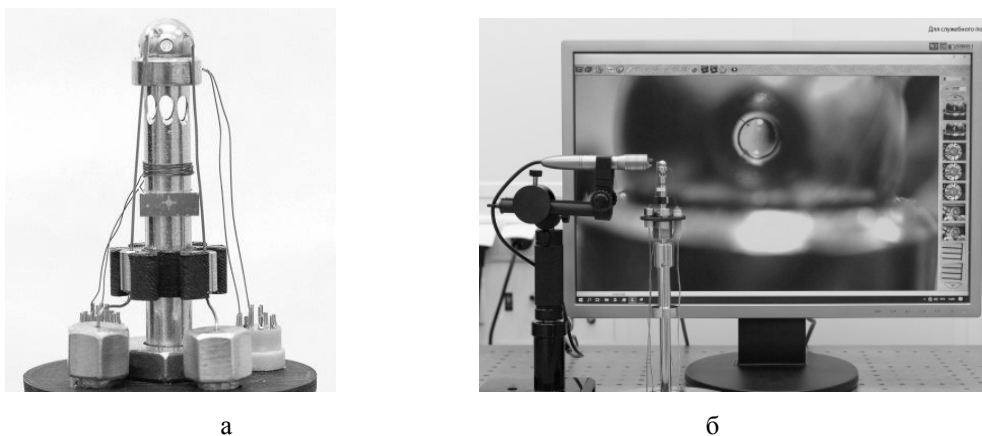


Рис. 2. Процесс сборки микрокапилляра и оболочки

Итогом последовательно выполненных всех сборочных операций на стенде является конструкция мишени, аттестованная на предмет соответствия требуемой точности расположения элементов относительно друг друга. На рис. 3 представлена собранная на стенде конструкция мишени непрямого облучения криогенного типа [4].



а

б

Рис. 3. Конструкция мишени непрямого облучения криогенного типа: а – общий вид, б – вид центральной оболочки внутри бокса-конвертора

Следующим этапом создания криогенной мишени является формирование криогенного слоя изотопов водорода внутри сферической оболочки. К качеству криогенного слоя предъявляются высокие требования, в частности, отклонение от сферичности и концентричности не должно превышать 1 % [5, 6].

Для симметризации слоя используется метод радиальных температурных градиентов. В упрощенном случае одномерной передачи тепла в радиальном направлении можно взять сконденсированный водородный слой с объемным источником тепла и теплоотводом на стенке сферической оболочки. Поскольку только одна сторона слоя имеет теплоотвод, в установившемся состоянии в слое будет развиваться радиальный температурный градиент с максимальной температурой на поверхности «лед/пар» и уменьшающейся температурой по направлению к теплоотводу (например, стенка оболочки) [6].

В методе бета-выравнивания в качестве механизма выравнивания по толщине твёрдого DT-слоя используется тепло, выделяющееся в процессе бета-распада трития [7]. Реализация метода предполагает выдерживание оболочки с водородным топливом в изотермических условиях при температуре ниже температуры замерзания топлива. В этом случае из-за большего выделения тепла в объёме толстой области DT-слоя её поверхность будет более нагрета, чем поверхность тонкой

области. Вещество слоя будет испаряться с более нагретой области и конденсироваться в менее нагретой области на поверхности слоя, как показано на рис. 4. Процесс выравнивания толщины имеет экспоненциальный характер, поскольку по мере выравнивания слоя градиент температуры на его поверхности снижается.

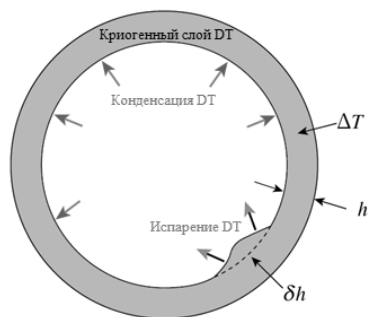


Рис. 4. Принцип работы метода радиальных температурных градиентов

ИК-излучение заводится в эту внутреннюю сферическую полость, в результате чего криогенный слой поглощает излучение и нагревается [9]. Чтобы выравнивать слой инфракрасным поглощением, длина волны должна быть выбрана для конкретного изотопа или смеси (2,57 мкм – пик поглощения HD-смеси, 3,16 мкм – D<sub>2</sub>). При этом так же, как и в методе бета-выравнивания, толстая область становится более нагретой, а тонкая – менее нагретой, в результате чего происходит перераспределение вещества и выравнивание слоя по толщине. Аналогично бета-выравниванию, процесс ИК-выравнивания имеет экспоненциальный характер. В этом случае также предъявляются высокие требования к изотермичности экспериментального бокса, в котором располагается оболочка с топливом. Дополнительным требованием для метода ИК-выравнивания является использование оболочек, прозрачных для инфракрасного излучения. Таким образом, данный метод не может использоваться для получения криогенных мишеней непосредственно для экспериментов по ЛТС, но может быть полезен для получения базовых знаний о физическом механизме образования криослоя водорода, о необходимой конструкции криомишени, алгоритмах проведения экспериментов по формированию криослоя и пр., тем самым снижая риски, возникающие при работе с радиоактивными веществами.

В этой работе рассмотрим способ формирования однородного по толщине твердого слоя дейтерия с использованием ИК-излучения. В качестве источника ИК-излучения был выбран твердотельный лазер с диодной накачкой среднего инфракрасного диапазона с центральной длиной волны 3,16 мкм и выходом под одномодовое оптоволокно. Средняя выходная мощность излучения составляет 80 мВт. В качестве проводника излучения был выбран одномодовый оптоволоконный кабель с рабочим диапазоном в области длин волн 2,3 – 4,1 мкм.

ИК-излучение в сферическую полость бокса заводится по схеме «внешнего» облучения [9], рис. 5. Оптоволоконный кабель закреплен на 5-координатном столике для ориентации пучка излучения в пространстве и заведения его в специальное отверстие бокса через окна криостата, криоэкрана и бокса. Ключевой задачей при этом является реализация нагрева только криогенного топлива рассеянным ИК-излучением, избегая попадания излучения на экспериментальный бокс и саму оболочку. Кроме того, необходимо подобрать материалы окон так, чтобы потери ИК-излучения при прохождении через них были минимальны.

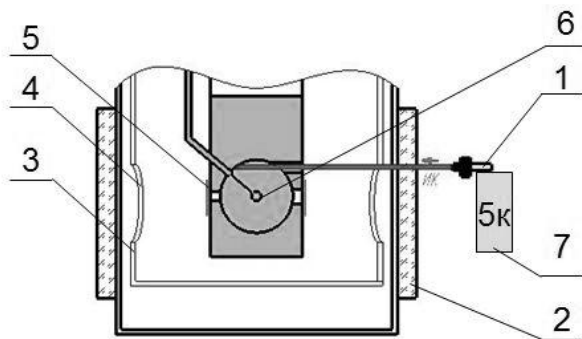


Рис. 5. Схема «внешнего» облучения: 1 – Источник инфракрасного излучения; 2 – смотровые окна криостата; 3 – криогенный экран; 4 – окна криогенного экрана; 5 – окна бокса; 6 – сферическая оболочка с водородным топливом; 7 – столик 5-координатный

Эксперименты по формированию криогенного слоя изотопов водорода в сферической полистирольной оболочке проводятся на стенде для исследования мишеней при низких температурах [10]. Стенд состоит из исследовательского криостата со сменяемым мишенным узлом, системы одновременной откачки газовых магистралей, систем напуска гелия и изотопов водорода, оптической схемы визуального контроля, системы контроля температуры, ИК-лазера. Фото стенда представлено на рис. 6.

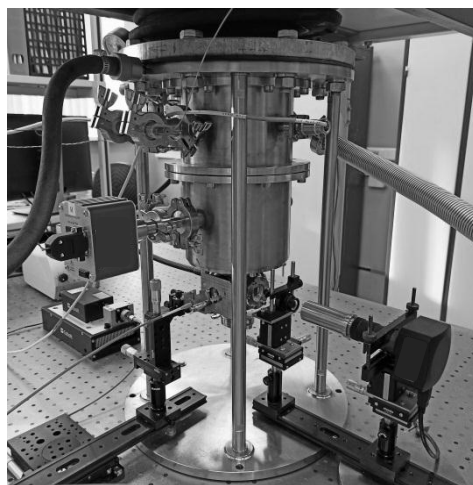


Рис. 6. Стенд для исследования мишеней при низких температурах

Эксперименты по получению криогенного слоя изотопов водорода производятся в несколько этапов [11]:

- Откачка рабочего объема криостата и систем напуска газов (гелий, изотопы водорода) до  $10^{-4}$  мбар;
- Охлаждение экспериментальной сборки до 19 К;
- Напуск теплообменного газа гелия в полость бокса (до  $10^{-2}$  мбар);
- Напуск изотопов водорода в сферическую полистирольную оболочку, дозирование количества жидкости в оболочке до необходимого уровня;
- Понижение температуры с заданными параметрами скорости до полного преобразования жидкой фазы в твердую.
- Перераспределение льда в оболочке с помощью ИК-нагрева.

Этапы формирования криогенного слоя изотопов водорода в оболочке показаны на рис. 7.



Рис. 7. Этапы формирования криогенного слоя изотопов водорода в оболочке

Ключевым условием получения однородного по толщине криогенного слоя водородного топлива по методу радиальных температурных градиентов является выдерживание оболочки с водородным топливом в изотермических условиях, т. е. градиенты температур на поверхности сферической полости бокса, как и на поверхности оболочки должны отсутствовать. С целью проверки выполнения условия изотермичности сферической полости бокса был проведен нестационарный тепловой анализ конструкции. Особый интерес вызвали результаты теплового расчета при включении источника ИК-излучения, было выявлено влияние на однородность слоя теплопритоков от окон бокса; стеклянного капилляра, вклеенного в оболочку; контакта металлического капилляра со стенкой бокса и пр. Теоретические расчеты подтвердились экспериментальными данными. Примеры влияния разных факторов на однородность слоя приведены на рис. 8,а,в.

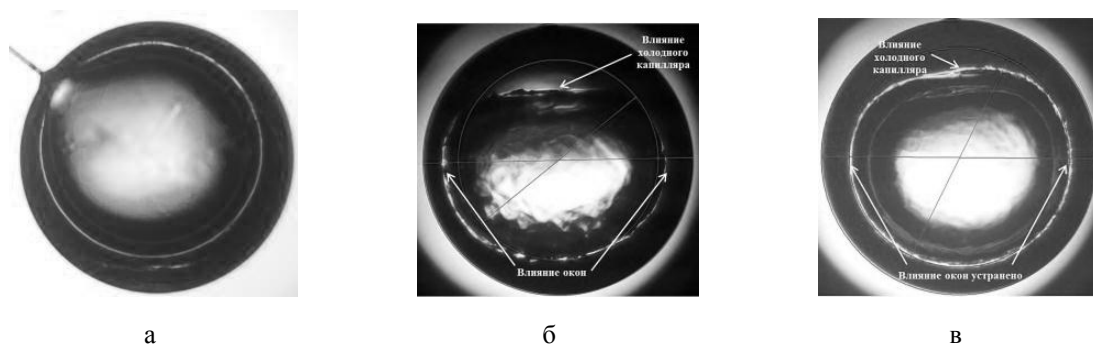


Рис. 8. Влияние температурных градиентов на криослой: а – влияние стеклянного (теплого) капилляра, б – влияние холодного капилляра и теплопритоков от окон бокса, в – влияние холодного капилляра при устраненном влиянии окон

Устранив в расчетной модели все выявленные факторы, получили изотермическую поверхность оболочки, как показано на рис. 9.

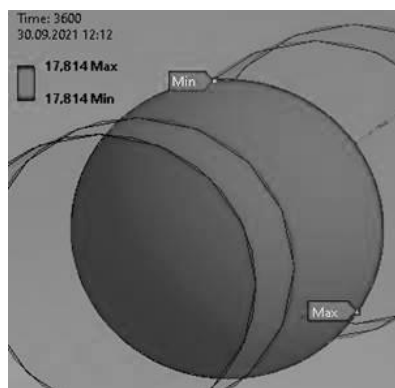


Рис. 9. Изотермическая поверхность оболочки

Это означает, что при данной конфигурации экспериментальной сборки может быть выполнено условие равномерного теплового окружения оболочки для получения криогенного слоя с требуемой разнотолщиной. Соответствующие изменения были внесены в конструкцию бокса, после чего проведена серия экспериментов по формированию однородного по толщине слоя дейтерия в оболочке. В результате были получены слои дейтерия, удовлетворяющие требованиям разнотолщины слоя. Результат одного из экспериментов приведен на рис. 10.



Рис. 10. Результат эксперимента по формированию криослоя дейтерия

Данный эксперимент по схеме «внешнего» облучения проводился на оболочке диаметром 1460 мкм, отклонение криогенного слоя дейтерия от concentричности составило 1 %, от сферичности 2 % при средней толщине криослоя 196 мкм [12].

На данном этапе создания криомишеней для ЛТС проводится отработка всех технологических процессов создания мишени: от конструктивных особенностей мишени до влияния различных аспектов на формирование однородного слоя льда. На этом этапе актуальнее проводить эксперименты с нерадиоактивными изотопами водорода, чтобы снизить трудозатраты и исключить риски, которые возникают при работе с радиоактивными веществами. В экспериментах по формированию криогенного слоя дейтерия методом ИК-выравнивания были получены криослои с параметрами разнотолщины, близкими к требуемым, что является важным этапом на пути создания криогенной мишени для ЛТС. Проведение таких экспериментов способствовало выявлению необходимых условий для получения криослоя изотопов водорода, удовлетворяющего качества:

- абсолютная герметичность сборки в условиях высокого вакуума и криогенных температур;
- точность изготовления внутренней сферической поверхности бокса и точность расположения оболочки в ее центре;
- отсутствие температурных градиентов на поверхности оболочки (теплопритоки от окон, влияние капилляра и клевого пятна, наличие теплообменного газа и т. д.);
- возможность непрерывной работы для проведения длительных экспериментов по формированию криослоя, т. к. проведение эксперимента по ИК-формированию слоя при выполненных предыдущих условиях составит более 15 часов.

При выполнении перечисленных условий, можно рассчитывать на хорошую повторяемость результатов и возможность быстрой адаптации полученных технологий и методик проведения экспериментов к работе по получению криогенных мишеней непрямого облучения с варьируемыми параметрами по топливу, материалам и размерам элементов.

### Список литературы

1. Изгородин В. М., Соломатина Е. Ю. и др. Криогенная мишень для ЛТС и проблемы её создания. Одиннадцатая Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям: Сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2018.

2. Жилинская Е. В., Калашников Е. В. и др. Создание комплекса оборудования сборки мишени непрямого облучения для многоканальной лазерной установки. Применение лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии. Труды международной конференции «XX Харитоновские тематические научные чтения: сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019.

3. Harding D. R., Ulreich J., etc. Requirements and Capabilities for Fielding Cryogenic DT-Containing Fill-Tube Targets for Direct-Drive Experiments on Omega. *Fusion Science and Technology*, 2017.

4. Гаранин С. Г., Гарнов С. В., Сергеев А. М., Хазанов Е. А. Мощные лазеры для физики высоких плотностей энергии. *Вестник Российской академии наук*, 2021, том 9, № 5.

5. Tianliang Yan, Kai Wang, Zhongming Zang, et al. Compact, snapshot and triple-wavelength system for ICF target ice-layer refractive index and thickness measurement. *Optics and Laser Technology* 134 (2021) 106595.

6. Sangster T. C., Betti R., Craxton R. S., Delettrez J. A. et al., *Phys. Plasmas* 14, 058101 (2007).

7. Martin A. J., Simms R. J., and Jacobs R. B., *Vac J. Sci. Technol. A* 6, 1885 (1988).

8. London R. A., Koziolowski B. J., Marinak M. M. and Kerbel G. D., *Fusion Sci. Technol.* 49, 608 (2006).

9. Bittner D. N. et al. Forming Uniform HD Layers in Shells Using Infrared Radiation / UCRL-JC-131371, PREPRINT, Lawrence Livermore National Laboratory, 12.10.1998.

10. Осетров Е. И., Изгородин В. М., Пепеляев А. П. и др. Эксперименты по выравниванию криогенного слоя изотопов водорода инфракрасным излучением в сферической полистирольной оболочке. // Молодежь в науке: Сборник докладов 17-й научно-технической конференции – Саров: М-75 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019. – 546 с.

11. Izgorodin V. M., Solomatina E. Y., Pepelyaev A. P., Rogozhina M. A. and Osetrov E. I. The polystyrene microsphere filling with hydrogen isotopes through the fill tube with consequent freezing. *Journal of Physics: Conference Series* 747 (2016) / IOP Publishing.

12. Зарубина Е. Ю., Соломатина Е. Ю., Изгородин В. М. и др. Диагностика криогенного слоя изотопов водорода в сферической оболочке по теневым изображениям. // Сборник научных трудов V Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии», 2019. С. 320–321.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ МНОЖЕСТВЕННЫХ МИКРОРАЗРЯДОВ В ЗАГРУЗКЕ ИЗ ПРОВОДЯЩИХ ГРАНУЛ

М. С. Родионова, Д. Д. Медведев

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Для проведения химических реакций с высоким активационным барьером используют комбинацию плазмы и каталитической поверхности. Плазма, в этом случае, не только генерирует исходные активные частицы, запускающие требующуюся последовательность химических реакций и позволяющие селективно получать целевые продукты, но и взаимодействует с катализатором, активируя и/или регенерируя активные центры на его поверхности. Эффективность плазменного катализа зависит от выбранной комбинации используемого электрического разряда и типа катализатора, а реализуется процесс в реакторах со слоем загрузки. Наиболее распространено использование поверхностного и диэлектрического барьерного разрядов – типичные схемы таких реакторов представлены на рис. 1.

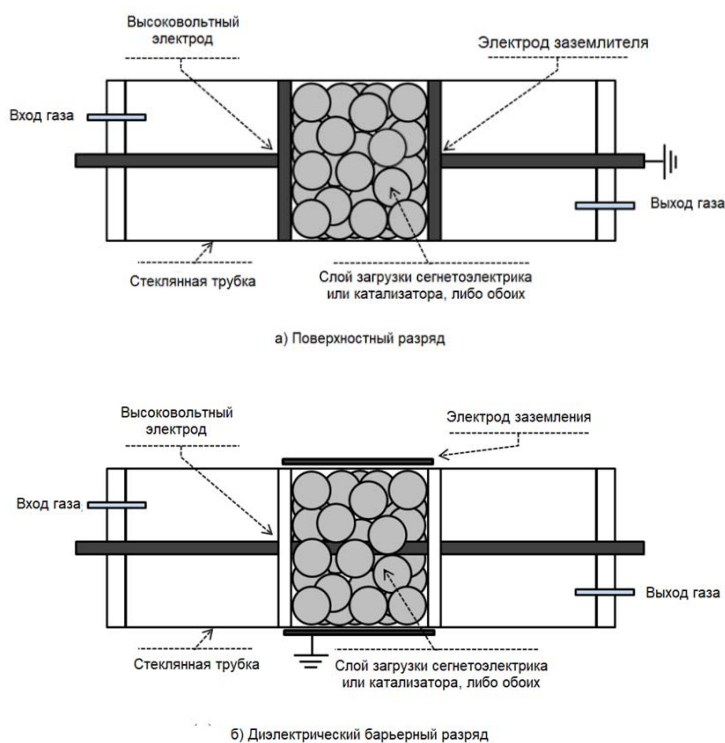


Рис. 1. Типичные схемы реакторов, использующихся для проведения реакций плазменного катализа [1]

Как видно из рисунка, в качестве загрузки используются гранулы, или катализатора, или сегнетоэлектрика или их комбинация. В обоих случаях (для поверхностного и для диэлектрического барьерного разрядов) существенную роль играют диэлектрические свойства материала гранул, способствующие формированию скользящего разряда вдоль их поверхности.

Согласно исследованию [2] производительность реактора с загрузкой из сегнетоэлектрика ( $\text{BaTiO}_3$ ), в котором использовался диэлектрический барьерный разряд, зависит от диэлектрической проницаемости и материала гранул загрузки. Удельная диэлектрическая проницаемость напрямую



влияет на потребляемую мощность, начальное напряжение микроразряда и собственно количество микроразрядов, зажигающихся между гранулами.

В другом исследовании [3] влияния диэлектрических свойств гранул на свойства разряда в реакторе со слоем загрузки на примере гранул иттрий стабилизированного циркония в реакторе с единичным катализатором было показано, что при взаимодействии плазмы с гранулами загрузки имеет место изменение разряда. В эксперименте разряд переходил от стабильного стримерного в полярный при постоянном напряжении в продолжительном временном промежутке. Это сопровождалось разрушением поверхности гранул из-за электрохимического окисления, проявляющегося как появление черного кольца (рис. 2). При первичном включении плазмы разряд зажигается в режиме стабильного стримерного разряда, а при повторном включении той же загрузки разряд становится полярным.

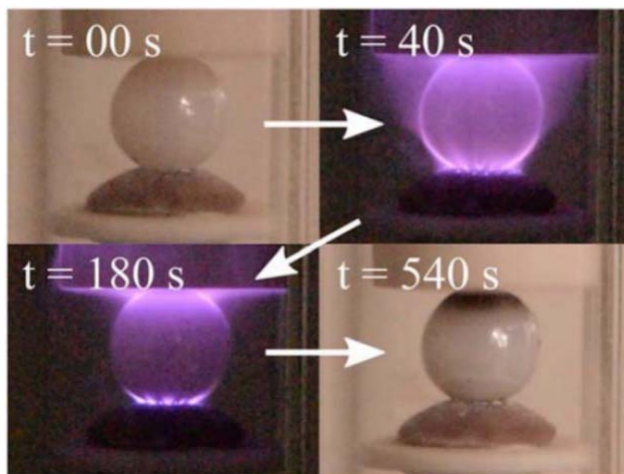


Рис. 2. Разрушение поверхности гранулы иттрий стабилизированного циркония [3]

Неизбежная деградация поверхности является существенным недостатком реакторов, производительность которых зависит в первую очередь от диэлектрической проницаемости гранул. Она быстро снижает эффективность работы реактора и приводит к остановке необходимого процесса.

Другой способ для проведения реакций плазменного катализа – это генерация разряда в непосредственной близости к поверхности [4]. На рисунке 3 показана серия изображений тлеющего разряда в воздухе при увеличении зазора между электродами.

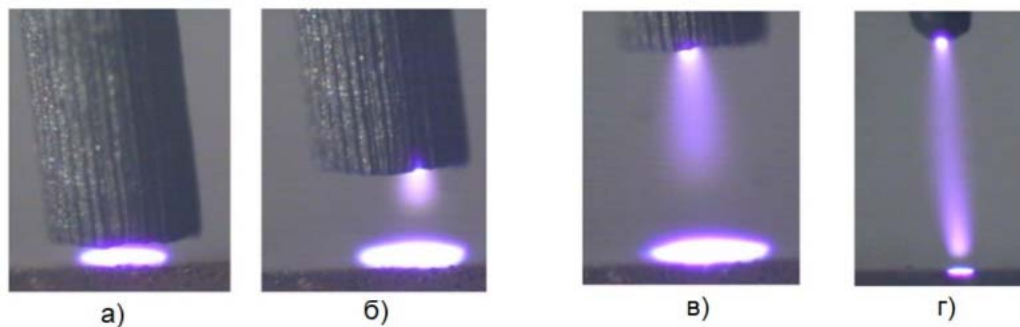


Рис. 3. Изображения тлеющего разряда при атмосферном давлении при зазоре между электродами в а – 0,1 мм б – 0,5 мм, в – 1 мм и г – 3 мм [4]

На изображениях а-в были взяты при одинаковом увеличении, для изображения г увеличение уменьшили. При условиях эксперимента – подача высокого напряжения (385, 340, 505 и 780 соответственно), ограничения тока резистором, – и постепенном уменьшении зазора между электродами, тлеющий разряд вырождается в микроразряд, состоящий практически из одного катодного слоя

в отличие от других разрядов, где ясно видны яркие и темные области тлеющего разряда низкого давления. Самым серьезным ограничением применения этого подхода на практике является малая мощность микро-разряда. Однако, возможно его дальнейшее масштабирование за счет организации множественных микро-разрядов в среде из проводящих гранул, что и является целью настоящей работы.

В отличие от упомянутых выше исследований, где производительность реактора зависела от диэлектрических свойств и тока смещения, в настоящей работе таковым фактором является проводимость гранул. Т. о. протекание тока и зажигание микро-разрядов в точках контакта и в малых зазорах между гранулами, а балластным резистором выступало эффективное сопротивление гранул.

Первые эксперименты были проведены для реактора, в котором электродная система состояла из двух параллельных проволок, погруженных в среду из проводящих гранул (рис. 4).

Длина проволок составляла 5 см и расстояние между ними 4 см. Загрузка реактора – гранулы  $Al_2O_3$ , покрытые пленкой молотого активированного угля, со средним диаметром – 3 мм. Результаты эксперименты представлены на рис. 5.



Рис. 4. Геометрия «проволока на проволоку»

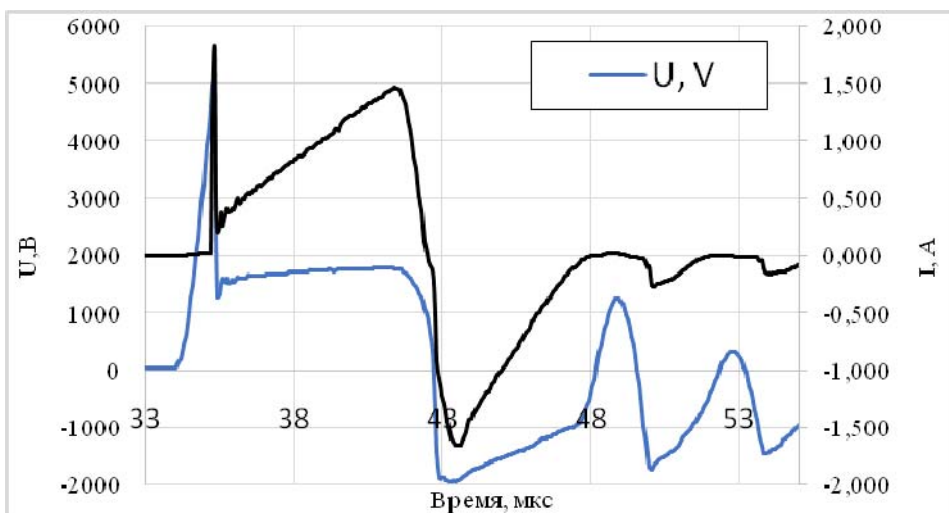


Рис. 5. Осциллограмма напряжения и тока для геометрии «проволока на проволоку»

Из осциллограммы следует, что в фазе горения разряда (время от пробоя – от 35 до 42 мкс) при быстром нарастании тока заметен лишь небольшой рост напряжения. Следовательно, можно сделать вывод о том, что основное падение напряжение приходится именно на плазменные зазоры, а не на проводящий слой угля.

В ходе эксперимента оказалось, что геометрия «проволока на проволоку» неоптимальна из-за образования углеродных дорожек между электродами, которые приводили к их закорачиванию. Для проведения дальнейших экспериментов использовался реактор с цилиндрической геометрией (рис. 6), в котором высоковольтный электрод располагается в центре кварцевой трубы, а заземленным служит нагревательная спираль, намотанная на поверхность трубы. Таким образом, образуемый диэлектрический барьер ограничивает локальную плотность тока и препятствует быстрой закоротке электродов наработанным проводящим слоем. В качестве системы теплоизоляции выступают два газовых зазора между кварцевыми трубами (внешний заполнен воздухом, внутренний – аргонном).

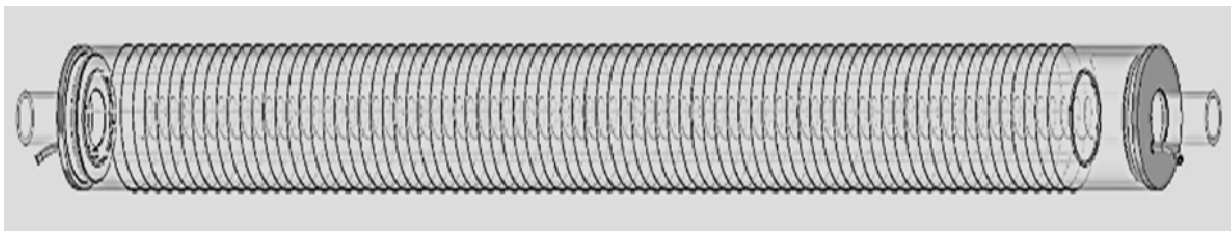


Рис. 6. Внешний вид реактора с цилиндрической геометрией

Особенностью реактора является подвижность высоковольтный электрода. Смещая электрод, возможно сместить гранулы и удалить наработанный проводящий слой выдуванием протоком газа и т. о. получить «относительно» свежую загрузку.

Для сравнения «свежей» (индекс – 1) и «наработанной» (индекс – 2) загрузок использовалась цилиндрическая геометрия. Из осциллограмм по следующим формулам были выведены другие электрические параметры, важные для исследования микроарзряда:

– емкостной ток (где  $C$ , электрическая емкость электродной системы, равная 290 Пф для свежей загрузки и 440 Пф для наработанной).

$$I_c = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (1)$$

– ток разряда

$$I_p = I - I_c \quad (2)$$

– протекший заряд

$$Q = \int_0^t I_p dt \quad (3)$$

– напряжение на кварцевом зазоре, где  $C_{кв}$  – электрическая емкость кварцевого зазора

$$U_{кв} = \frac{Q}{C_{кв}} \quad (4)$$

– истинное напряжение разряда

$$U_{ист} = U - U_{кв} \quad (5)$$

– мгновенная проводимость загрузки

$$\bar{R} = \frac{I_p}{U_{ист}} \quad (6)$$

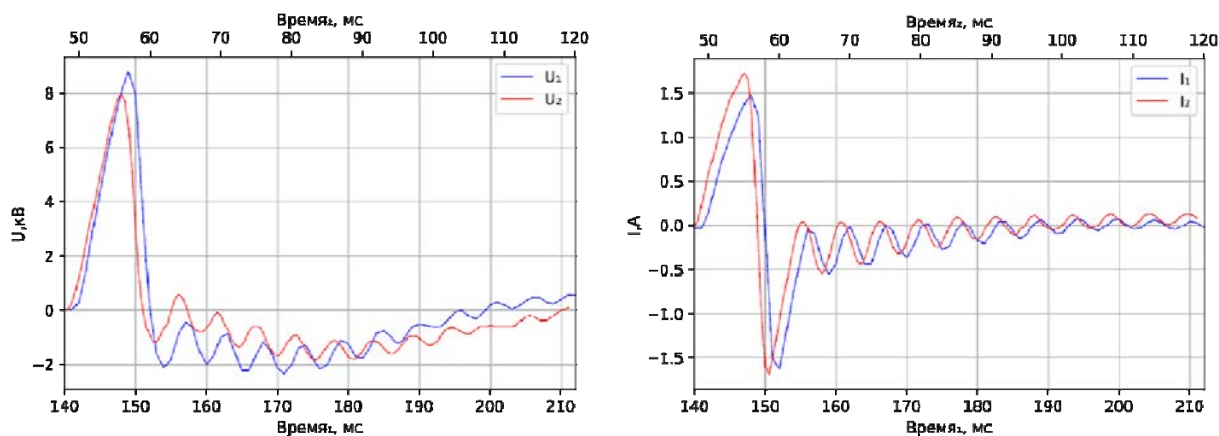


Рис. 7. Графики напряжения и тока для свежей и «наработанной» загрузок

Из рисунков следует, что в наработанной загрузке напряжение разряда уменьшается, а ток – увеличивается, что свидетельствует о каталитической активности наработанного углерода. Существенные результаты показаны на рисунке 9 – увеличился емкостной ток  $I_c$ , значительно уменьшились протекший разряд  $Q$  и истинное напряжение  $U_{ист}$ , возросла проводимость загрузки  $1/R$ . В следствие последнего можно предположить, что в процессе наработки углерода возникают проводящие углеродные каналы, которые и отвечают за резкий рост проводимости.

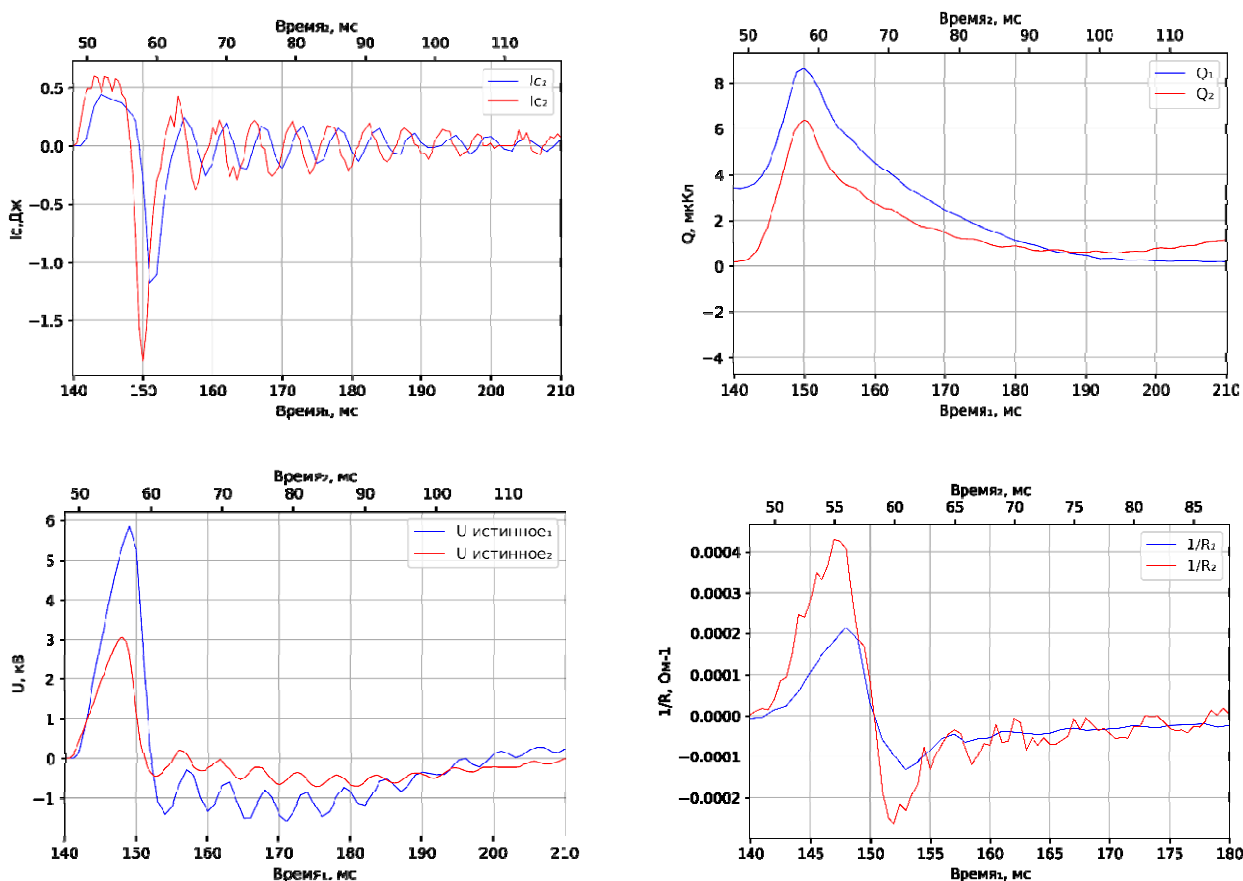


Рис. 8. Сравнение характеристик разряда в свежей и «наработанной» загрузках

## Заключение

Представлены результаты экспериментального определения основных свойств микроразряда в точках контакта с геометриями «проволока на проволоку» и цилиндрической. Во втором случае определение параметров было проведено с учетом возникшего емкостного тока.

Установлено, что при использовании «наработанной» загрузки увеличивается проводимость гранул, которая влияет и на другие характеристики разряда. Наблюдается рост тока, просадка напряжения. Полученные результаты являются важными для дальнейшего исследования микроразрядов в точках контакта гранул загрузки и могут быть использованы в процессах плазменного катализа.

## Список литературы

1. Xu, De, Tan, Min, Li, Yuan. «Visual Control System for Robotic Welding» In Industrial Robotics: Theory, Modelling and Control, edited by Sam Cubero. London: IntechOpen, 2006. 10.5772/5041
2. Takaki K., Takahashi S., Mukaigawa S., Fujiwara T., Sugawara K., Sugawara T. «Influence of Pellet Size of Packed Bed Plasma Reactor on Ozone Generation.» (2010).

3. Butterworth, Thomas D. and Ray W. K. Allen. «Plasma-catalyst interaction studied in a single pellet DBD reactor: dielectric constant effect on plasma dynamics.» *Plasma Sources Science and Technology* 26 (2017): n. pag.

4. Staack, David, Bakhtier Farouk, Alexander F. Gutsol and Alexander A. Fridman. «Characterization of a dc atmospheric pressure normal glow discharge.» *Plasma Sources Science and Technology* 14 (2005): 700–711.

## ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВ НАСТРОЙКИ КРИСТАЛЛОВ KDP ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА 1-ГО ТИПА ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

*Рябцев Вячеслав Михайлович, Зубков Антон Валерьевич, Кедров Александр Иванович,  
Коваленко Владимир Петрович*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

### Аннотация

Представлена оптическая схема стенда измерения углов настройки кристаллов KDP для обеспечения фазового синхронизма 1-го типа [1] при генерации второй гармоники излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1053$  нм). Значения углов определяются по положению максимума преобразования излучения во вторую гармонику на угловой кривой синхронизма. В процессе измерений кристалл поворачивается по углу с шагом 100 мкрад в пределах центрального и первых побочных максимумов преобразования. Приведены измеренные значения угла синхронизма кристаллов. Суммарная погрешность измерения не превышает 30 мкрад (внешний угол).

**Ключевые слова:** KDP, угол синхронизма, фазовый синхронизм, генерация второй гармоники.

## MEASUREMENT OF THE TUNING ANGLES OF KDP CRYSTALS TO ENSURE PHASE SYNCHRONISM OF THE 1<sup>ST</sup> TYPE WHEN GENERATING THE SECOND HARMONIC

*Ryabtsev Vyacheslav Mikhailovich, Zubkov Anton Valerievich, Kedrov Aleksandr Ivanovich,  
Kovalenko Vladimir Petrovich*

FSUE «RFNC – VNIIEF», Sarov, Nizhny Novgorod region, Russia

### Abstract

An optical scheme of a stand for measuring the tuning angles of KDP crystals to ensure phase synchronism of the 1<sup>st</sup> [1] type when generating the second harmonic of neodymium laser radiation ( $\lambda = 1053$  nm) is presented. The values of the angles are determined by the position of the maximum of radiation conversion to the second harmonic on the angular synchronism curve. During the measurements the crystal rotates around the angle with a step of 100 mcrad within the central and first side maxima of the transformation. The measured values of the crystal synchronism angle are given. The total measurement error does not exceed 30 mcrad (external angle).

**Keywords:** KDP, synchronism angle, phase synchronism, second harmonic generation.

Одной из основных задач, возникающих при генерации второй гармоники лазерного излучения является задача измерения угла настройки кристалла для обеспечения фазового синхронизма, при котором будет достигнут максимальный коэффициент преобразования излучения  $1\omega$  во вторую гармонику.

Известны различные методы измерения и настройки углового положения кристаллов–преобразователей частоты излучения мощных лазеров для осуществления фазового синхронизма. Так, на йодных лазерах «Искра-4» и «Asterix» выставление положения кристаллов проводится за несколько экспериментов, путём введения коррекций положения кристаллов [2, 3]. При этом углы заклона кристаллов относительно направления распространения излучения  $1\omega$  не измеряются. На установке «Луч», реализована схема контроля углового положения нелинейного элемента KDP относительно луча юстировочного лазера, и методика определения направления синхронизма в кристаллах-преобразователях [4]. Погрешность при выставлении кристалла в угол синхронизма в эксперименте составляет 110 мкрад. Ещё одним методом настройки угловой ориентации кристаллов-удвоителей частоты DKDP, является геодезический метод [5] реализованный на установке «Искра-5», позволяющий измерить и выставить углы заклона кристалла относительно луча юстировочного He-Ne лазера при помощи автоколлимационного теодолита 2Т2А (приборная погрешность 6"). В данном методе каждый кристалл настраивается относительно опорного настроенного He-Ne лазера на свои индивидуальные углы заклона, определяемые в предварительных экспериментах по максимуму преобразования во вторую гармонику. Точность метода составляет 130 мкрад.

Ни один из представленных выше методов угловой настройки не позволяют получить необходимую точность 50 мкрад, потому что измерения углов производятся в однократных экспериментах по максимуму генерации второй гармоники.

Для увеличения точности необходимо проводить больше измерений, что, в частности реализовано на установке NIF [6]. На данной установке, настройка угла синхронизма кристаллов преобразователей предполагает практически идеальное изготовление кристаллов по ориентации оптической оси относительно их поверхности. Эта задача была решена с помощью, разработанной на установке NIF специальной системой CATS – Crystal Alignment Test System [7]. Погрешность данного метода составляет 10 мкрад.

Из представленных выше методов по требуемой точности удовлетворяет только метод с установки NIF. Но для реализации данного метода разброс углов синхронизма используемых кристаллов должен быть значительно меньше, что на данный момент невозможно из-за особенностей технологии изготовления кристаллов (или в разы увеличивает их стоимость). Проведённый анализ позволяет сделать вывод о том, что наиболее подходящим способом угловой настройки является прецизионное выставление угла поворота кристалла по максимуму генерации излучения 2-й гармоники, определяемой из угловой кривой синхронизма. В данной работе углы для каждого кристалла измеряются на специально разработанном стенде, описанном далее. Угловая настройка кристаллов производится с помощью специально разработанных моторизованных оправ, с суммарной погрешностью позиционирования не более, чем 30 мкрад.

### **Определение требуемой точности угловой настройки кристаллов-преобразователей**

Эффективность преобразования излучения во 2-ю гармонику определяется условием фазового синхронизма – равенством скоростей (показателей преломления) взаимодействующих волн. Фазовый синхронизм между волнами накачки  $1\omega$  и второй гармоники  $2\omega$  является одним из важнейших условий эффективного преобразования излучения  $1\omega$  во вторую гармонику [8]. В идеальном случае, угловое направление волнового вектора излучения накачки  $1\omega$  должно совпадать с направлением идеального синхронизма внутри кристалла-преобразователя.

При преобразовании излучения во 2-ю гармонику в кристаллах KDP 1-го типа (взаимодействие оо-е) исходная линейно поляризованная волна излучения 1-й гармоники разделяется внутри кристалла на две обыкновенные волны, нелинейное взаимодействие между которыми и приводит к генерации необыкновенной волны 2-й гармоники. Расположение оптической оси в применяемых

кристаллах таково, что для осуществления фазового синхронизма кристалл необходимо сориентировать в азимутальном направлении относительно поляризации излучения  $1\omega$ , и склонить в вертикальной плоскости на некий угол  $\vartheta$ , такой, чтобы направление излучения  $1\omega$  внутри кристалла совпадало с направлением синхронизма. Величина угла  $\vartheta$  у применяемых кристаллов находится в диапазоне  $0,1^\circ-2^\circ$ , определяется ориентацией оптической оси кристалла относительно его поверхности и является уникальной для каждого кристалла ввиду технологии его изготовления.

Необходимая точность измерений и настройки угла определяется угловой кривой синхронизма – нормированной зависимостью эффективности преобразования излучения во 2-ю гармонику от внешнего угла заклона кристалла для данной интенсивности излучения  $1\omega$ , и толщины кристалла. На рис. 1 приведены расчётные угловые кривые синхронизма для кристалла KDP толщиной 20 мм при разных значениях интенсивности – 0.01, 1 и 2 ГВт/см<sup>2</sup>, импульс – «полка» по времени.

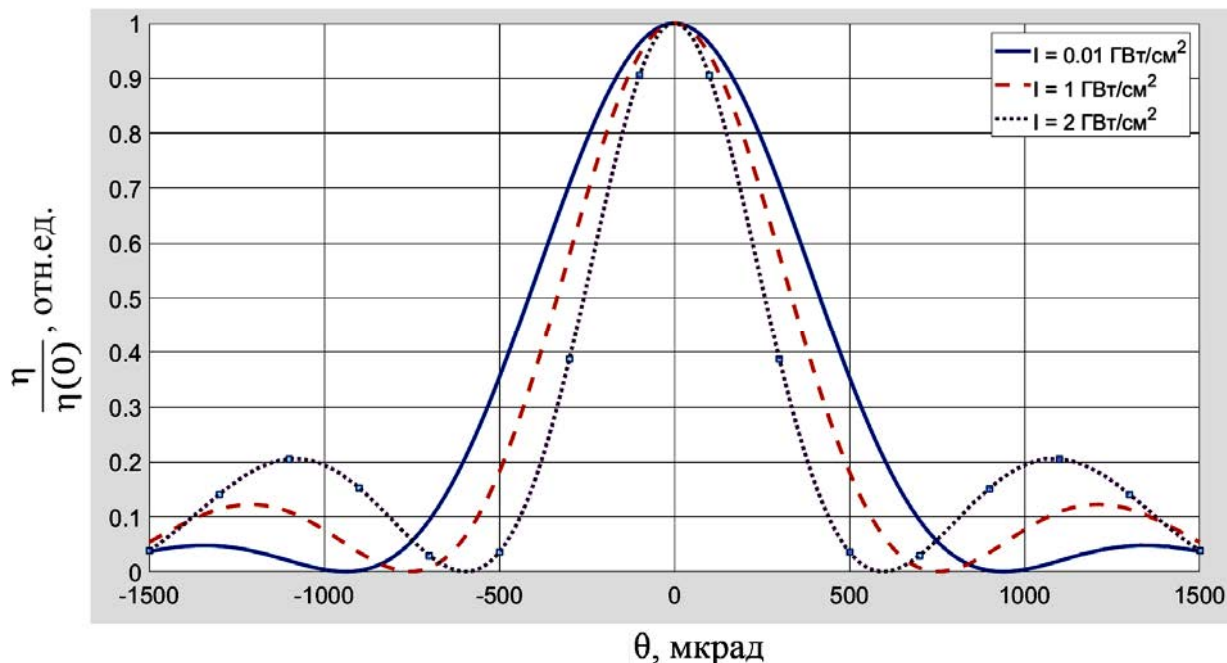


Рис. 1. Зависимость нормированной на единицу эффективности преобразования во 2-ю гармонику излучения 1053 нм в кристалле KDP толщиной 20 мм от внешнего угла заклона кристалла

Расчёты показывают, что при малых интенсивностях ширина центрального максимума постоянна, а при средних и больших – уменьшается с ростом интенсивности. Также из проведённых расчётов можно получить, что при рабочей интенсивности (1–2 ГВт/см<sup>2</sup>) угловая точность настройки кристалла должна быть не хуже 50 мкрад – при этом эффективность уменьшается на 1,5–2,5 % от максимально возможной величины, что является допустимой величиной.

### Оптическая схема стенда для измерения угла синхронизма кристаллов-преобразователей излучения во вторую гармонику

Для достижения требуемой точности измерения углов заклона кристаллов (50 мкрад) используется угловая зависимость эффективности преобразования излучения во вторую гармонику от угла заклона кристалла. Для реализации данного метода был разработан стенд, оптическая схема и фото которого изображены на рис. 2 и рис. 3.



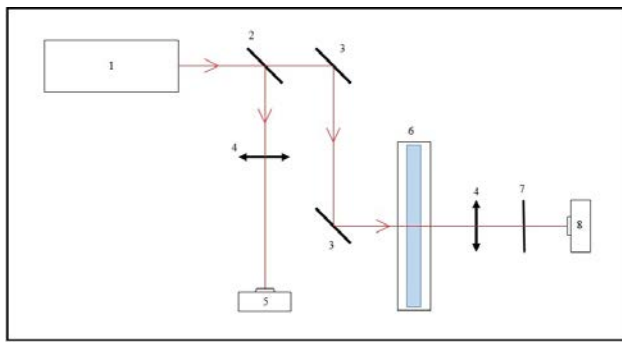


Рис. 2. Оптическая схема стенда для измерения угла синхронизма: 1 – лазер с  $\lambda = 1053$  нм, 2 – полупрозрачная пластина, 3 – зеркала, 4 – фокусирующая линза, 5, 8 – измерители энергии, 6 – моторизированная оправа, 7 – светофильтр



Рис. 3. Фото стенда для измерения угла синхронизма: 1 – лазер с  $\lambda = 1053$  нм, 2 – полупрозрачная пластина, 3 – зеркала, 4 –фокусирующая линза, 5, 8 – измерители энергии, 6 – моторизированная оправа, 7 – светофильтр

В этой схеме, с помощью положительной линзы формируется параллельный пучок излучения лазера (1), который делится полупрозрачной пластиной (2), после чего, отражённая часть фокусируется линзой (4) на измеритель энергии  $1\omega$  (5), а прошедшая часть отразившись от зеркал (3) попадает на кристалл, закреплённый в оправе (6). После прохождения кристалла, излучение преобразуется во вторую гармонику и попадает на измеритель энергии  $2\omega$  (8), предварительно отсекая оставшуюся часть излучения первой гармоники светофильтром (7). Срабатывание измерителей энергии синхронизировано с импульсами лазера. По отношению этих сигналов можно определить эффективность преобразования в каждом импульсе лазера.

В представленной схеме исследуемый кристалл KDP устанавливается в оправу (6) и облучается излучением импульсного лазера, имеющего характеристики:

- Длина волны:  $\lambda = 1053$  нм;
- Режим работы: импульсно-периодический;
- Энергия в импульсе:  $E = 0,5\text{--}1,5$  мДж;
- Длительность импульса:  $\tau = 100$  псек;
- Расходимость:  $\theta = 4$  мрад;

Площадь пучка на кристалле:  $S = 1,5 \text{ см}^2$ ;

Интенсивность на кристалле:  $I = 10 \text{ МВт/см}^2$ ;

Измерение угла синхронизма осуществлялось следующим образом. Кристалл наклоняется на угол близкий к углу синхронизма, где фиксируется несколько угловых положений с шагом 100–200 мкрад, для которых выполняется серия из нескольких измерений энергии 1-й и 2-й гармоники. Полученные сигналы обрабатываются и производится усреднение.

### Результаты измерения значений угла синхронизма кристалла KDP

Используемый для проведения измерений лазер, имеет интенсивность, соответствующую случаю слабого сигнала для преобразования ( $<0.01 \text{ ГВт/см}^2$ ), что позволяет при различных малых значениях сохранить ширину центрального максимума постоянной. Согласно работе [9], интенсивность второй гармоники на выходе кристалла  $I_{2\omega}$  имеет вид:

$$I_{2\omega} = \text{const} \cdot \left( \frac{\sin(\gamma)}{\gamma} \right)^2 \cdot I_{1\omega}^2, \quad (1)$$

где  $I_{1\omega}$  – интенсивность первой гармоники на входе кристалла,  $\gamma$  – параметр, зависящий от угловой расстройки  $\Delta k$  и длины кристалла  $L_c$  как:

$$\gamma = \frac{\Delta k \cdot L_c}{2}. \quad (2)$$

Выразив параметр  $\gamma$  через угол отклонения от положения синхронизма, получаем:

$$\gamma = \frac{\pi L_c}{\lambda} n_{0\omega}^2 \sin(2\theta_c) \left( \frac{1}{n_{e2\omega}^2} - \frac{1}{n_{o2\omega}^2} \right) \cdot \Delta\theta = K \cdot \Delta\theta, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $n_{o\omega}$ ,  $n_{o2\omega}$ ,  $n_{e2\omega}$  – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей 1-й и 2-й гармоник.

Угловую ошибку  $\Delta\theta$  также можно выразить в шагах двигателя:

$$\Delta\theta = (N - N_c) r, \quad (4)$$

где  $N$  – текущее положение кристалла в шагах мотора,  $N_c$  – значение шагов мотора, соответствующее точному синхронизму,  $r$  – величина шага мотора в радианах. Используя формулу (1), а также определения интенсивности  $I = E/(S \cdot t)$ , в котором  $E$  – энергия в импульсе,  $S$  – площадь пучка, а  $t$  – длительность импульса, можно получить:

$$\frac{E_{1\omega}^2}{E_{2\omega}} = \text{const} \cdot t \cdot \left( \frac{\gamma}{\sin(\gamma)} \right)^2, \quad (5)$$

где  $E_{1\omega}$  и  $E_{2\omega}$  – измеренные значения энергий первой и второй гармоник.

Величина константы и значение шагов мотора, для которого выполняется синхронизм, были определены путём аппроксимации соответствующей функцией 20 точек, полученных из 20 серий измерений. Чтобы увеличить точность измерений и минимизировать влияние нестабильной работы лазера, в каждой серии было сделано по 30 измерений энергии 1-й и 2-й гармоники. Сопоставление экспериментальных точек и аппроксимирующей кривой показано на рис. 4.

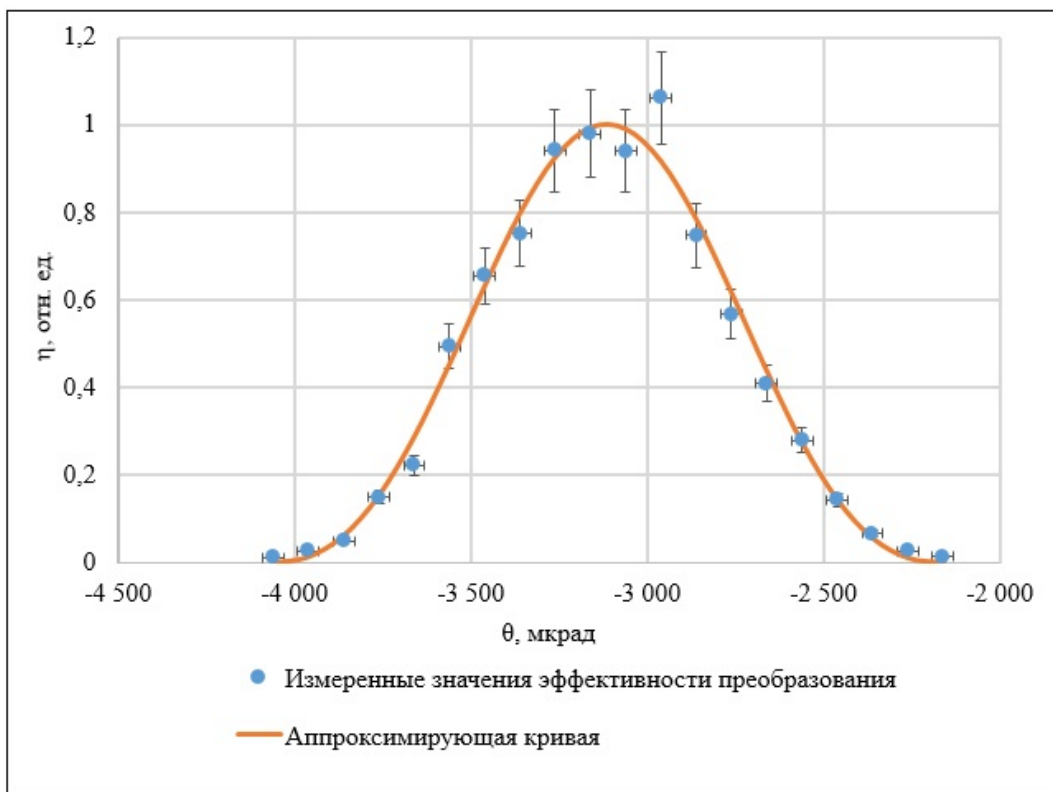


Рис. 4. График зависимости относительной эффективности преобразования от угла отклонения от положения синхронизма, полученный при обработке экспериментов по измерению угла синхронизма

Положение синхронизма определялось по максимуму аппроксимирующей кривой. С целью дополнительной проверки положение синхронизма также было определено при помощи корреляционной функции. Полученные значения совпали с полученными методом аппроксимации с точностью до 1 мкрад.

То есть, точность вычисления угла синхронизма по совокупности экспериментальных данных составила 1–2 мкрад. Учитывая, что погрешность позиционирования угла поворота кристалла с помощью применяемых нами оправ составляет 25–30 мкрад, суммарная погрешность определения угла синхронизма не превышает 30 мкрад.

### Измерение температурной поправки для угла настройки кристаллов-преобразователей излучения во вторую гармонику

При настройке кристаллов температура окружающей среды может изменяться в пределах  $21 \pm 2$  °С, что приводит к изменению угла синхронизма, и требует коррекции угла настройки кристаллов. Температурные зависимости показателей преломления кристалла КДР исследовались разными авторами [10–14], однако значение температурной производной угла синхронизма  $\partial\theta_s/\partial T$ , вычисленное по этим данным, имеет значительный разброс – от 49 до 104 мкрад/°С для внутреннего угла, и 74–156 мкрад/°С, для внешнего угла.

Описанная выше схема стенда позволяет провести прямые измерения температурной поправки для внешнего угла настройки кристалла, путём определения положения максимума преобразования для одного и того же кристалла при разных температурах –  $19,0$  и  $21,9 \pm 0,1$  °С (рис. 5).

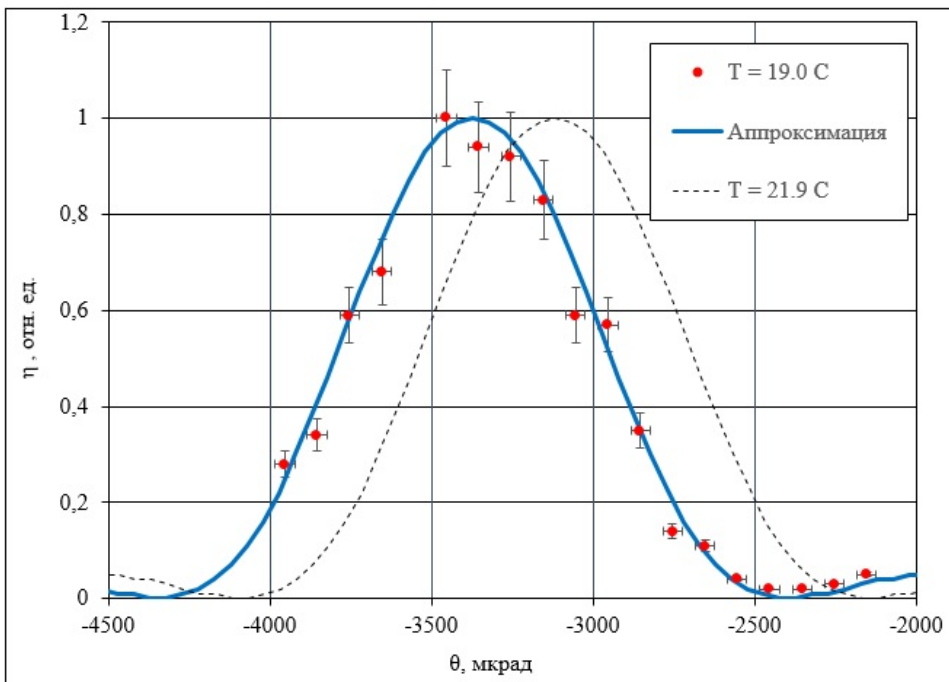


Рис. 5. Зависимости относительной эффективности преобразования от угла отклонения от положения синхронизма, полученные для двух значений температуры кристалла

Результаты измерений показывают, что положение максимума преобразования при изменении температуры, действительно сдвигается. Отсюда, можно определить, что для внешнего угла настройки, величина

$$\partial\theta_s/\partial T = (75 \pm 15) \text{ мкрад}/^\circ\text{C}$$

Это значение хорошо согласуется с работой [15] американских авторов, где температурная поправка составила  $49 \pm 2$  мкрад/ $^\circ\text{C}$  для внутреннего и  $73 \pm 3$  мкрад/ $^\circ\text{C}$  для внешнего угла настройки кристалла KDP с 1-м типом синхронизма при генерации 2-й гармоники излучения 1064 нм.

Для небольших колебаний температуры 2–3  $^\circ\text{C}$  полученной нами точности определения величины  $\partial\theta_s/\partial T$  достаточно для того, чтобы попасть в направление синхронизма с погрешностью не более чем  $\pm 50$  мкрад.

### Заключение

Разработана оптическая схема стенда, а также методика измерения углов настройки кристаллов KDP для обеспечения фазового синхронизма 1-го типа при генерации второй гармоники излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1053\text{нм}$ ).

Данная методика позволяет измерять углы наклона кристаллов, необходимых для осуществления фазового синхронизма с суммарной погрешностью, не превышающей 30 мкрад.

Для используемых кристаллов KDP определена температурная поправка для внешнего угла настройки  $\partial\theta_s/\partial T = (75 \pm 15) \text{ мкрад}/^\circ\text{C}$ .

### Список литературы

1. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
2. Воронич И. Н. Разработка широкоапертурных мозаичных преобразователей длины волны света и перевод установки «Искра-4» в режим работы на второй гармонике: Диссертация на соискание ученой степени к.ф.–м.н. ВНИИЭФ, 1994.

3. Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K. J. Layout and Performance of the Asterix IV Iodine Laser at MPQ, Garching. // *Appl. Phys. B*. 1995. Vol. 61, P. 325–332.
4. Безнасюк Н. Н., Галахов И. В., Гаранин С. Г. и др. Четырехканальная лазерная установка «Луч» – модуль установки «Искра-6» // IV Харитоновские тематические научные чтения. Саров, 2002.
5. Гайдаш В. А., Гузов И. П., Коваленко В. П., и др. Преобразование лазерного излучения установки «Искра-5» во вторую гармонику. ВНИИЭФ, 1997.
6. Miller G. H., Moses E. I., and Wuest C. R. The National Ignition Facility. // *Opt. Eng.* 2004. Vol. 43. P. 2841–2853.
7. Hunt J. T. National Ignition Facility Performance Review 1999. – LLNL Report UCRL-ID-138120-99. 2000. P. 313.
8. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. / Пер. сангл. подред. С. А. Ахманова. М.: «Мир», 1976. С. 264.
9. Сизмин Д. В. Нелинейная оптика // Учебно-методическое пособие. Саров. 2015. С. 85–103.
10. Philips R. A. Temperature variations of the index of refraction of ADP, KDP, and deuterated KDP. // *J. Opt. Soc. Am.* 1966. Vol. 56. N 5. P. 629 – 632.
11. Craxton R. S., Jacobs S. D., Rizzo J. E., and Boni R. Basic properties of KDP related to the frequency conversion of 1- $\mu\text{m}$  laser radiation // *IEEE J. Quant. Electron.* 1981. Vol. QE – 17. P. 1782–1786.
12. Barnes N. P., Gettemy D. J., Adhav R. S. Variations of the refractive index with temperature and the tuning rate for KDP isomorphs // *J. Opt. Soc. Am.* 1982. Vol. 72. N. 7. P. 895–898.
13. Ghosh G. C., Bhar G. C. – Temperature dispersion in ADP, KDP and KD\*P for nonlinear devices // *IEEE J. Quant. Electron.* 1982. Vol. QE–18. N 2. P. 143 – 145.
14. Eimerl D. Electro–optic, linear and nonlinear optical properties of KDP and its isomorphs // *Ferroelectrics*. 1987. Vol. 72. N 1. P. 95–139.
15. Webb M. Temperature Sensitivity of KDP for Phase-Matched Frequency Conversion of 1  $\mu\text{m}$  Laser Light // *IEEE J. Quant. Electron.* 1994. Vol. 30. N 8. P. 1934–1942.

# КОРРЕКЦИЯ АБЕРРАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АДАПТИВНЫМ ЗЕРКАЛОМ ПОД УПРАВЛЕНИЕМ СТОХАСТИЧЕСКОГО ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТНОГО АЛГОРИТМА

*Саламатин Дмитрий Александрович (oefimova@otd13.vniief.ru),  
Стариков Федор Алексеевич, Шнягин Роман Анатольевич*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

Работу, как непрерывных лазерных систем, так и мощных импульсных лазерных установок, трудно представить без входящей в их состав адаптивной оптики [1], обеспечивающей на выходе системы лазерное излучение с требуемыми оптическими параметрами. При этом в ряде задач лазерной техники [2], требуется использование пучков с малой угловой расходимостью и однородной пространственной структурой. Поэтому качественная задача компенсаций aberrаций лазерного излучения средствами линейной адаптивной оптики является актуальной.

Распространенным методом повышения оптического качества лазерного излучения является компенсация фазовых искажений адаптивным зеркалом [3]. Идея данного метода заключается в придании адаптивному зеркалу поверхности, максимально сопряженной поверхности волнового фронта корректируемого излучения. В случае идеальной коррекции поверхность зеркала представляет точное фазовое сопряжение поверхности волнового фронта корректируемого пучка и после отражения пучок приобретает плоский волновой фронт. При этом существует два принципиальных способа воспроизводства поверхности адаптивного зеркала. В первом способе [4] производится непосредственное измерение локальных градиентов волнового фронта корректируемого излучения с последующим восстановлением поверхности волнового фронта адаптивным зеркалом и ее фазовым сопряжением. В состав адаптивных систем, работающих по такому принципу, входит датчик волнового фронта (ДВФ) Шака-Гартмана, регистрирующий фазовые градиенты корректируемого излучения. Второй способ [5] основан на максимизации определенного параметра, характеризующего оптическое качество корректируемого излучения – целевой функции. Коррекция осуществляется посредством пробных изменений формы поверхности адаптивного зеркала и измерения отклика целевой функции, вызванного данными изменениями. При таком подходе не используется ДВФ, а для регистрации целевой функции применяются простейшие одноэлементные фотоприемники. Для управления адаптивным зеркалом, работающим по данному принципу пробных фазовых возмущений, могут использоваться различные алгоритмы [5], направленные на оптимизацию целевой функции. На вопрос, какой способ работы адаптивных зеркал лучше, однозначного ответа нет. В зависимости от условий, в которых работает адаптивная система, коррекция фазовых aberrаций адаптивным зеркалом может производиться как использованием ДВФ для измерения и последующего устранения фазовых градиентов, так и по методу пробных фазовых возмущений.

В настоящей работе проводится расчетно-теоретическое исследование эффективности работы 18 элементного адаптивного зеркала, размером  $46 \times 56 \text{ мм}^2$  под управлением стохастического параллельного градиентного [6] (СПГ) алгоритма в рамках задачи коррекции фазовых aberrаций лазерного пучка апертурой  $15 \times 22 \text{ мм}^2$  методом пробных фазовых возмущений.

## Постановка задачи и начальные данные

Численное моделирование работы адаптивного зеркала проводилось при следующих начальных данных. В ближней зоне задавался прямоугольный пучок размером  $D = 15 \times 22 \text{ мм}^2$  единичной амплитуды  $A(x, y)$  и характерным волновым фронтом  $\varphi(x, y)$ , полученным в эксперименте. Ампли-

туда и волновой фронт исходного пучка представлены на рис. 1. Длина волны излучения  $\lambda \sim 1$  мкм. Для характеристики aberrаций волнового фронта использовались параметры  $PV$  (peaktovalley, т. е. разность между максимальным и минимальным значением фазы  $\varphi$ ) и  $RMS$  (rootmeansquare – среднеквадратичное отклонение от плоского волнового фронта).

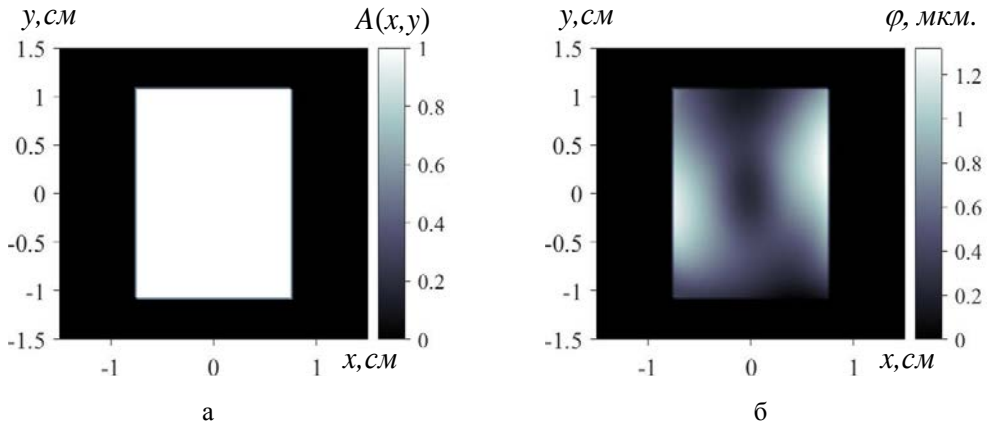


Рис. 1. Пучок в ближней зоне: а – амплитуда  $A(x, y)$ , б – волновой фронт  $\varphi(x, y)$ ; параметры волнового фронта:  $PV = 1,2786$  мкм,  $RMS = 0,2846$  мкм

Далее пучок отражался от адаптивного зеркала и фокусировался линзой, в фокальной плоскости которой регистрировалось распределение интенсивности скорректированного излучения.

Отражающую поверхность зеркала  $S(x, y)$  в численной модели можно представить в виде линейной комбинации функций отклика адаптивного зеркала  $g_n(x, y)$ :

$$S(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n \cdot g_n(x, y), \quad (1)$$

где  $\{a_n\}$  – коэффициенты управления актюаторами адаптивного зеркала.

При отражении от зеркала фазовый фронт получает дополнительные искажения, равные  $2 \cdot k \cdot S(x, y)$ . Здесь  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число. Пусть на зеркало падает излучение:

$$E_0(x, y) = A(x, y) \cdot \exp(i\varphi(x, y)), \quad (2)$$

где  $A(x, y)$  – амплитуда,  $\varphi(x, y)$  – фаза волны. Тогда отраженное излучение можно записать в виде  $E_0(x, y) \cdot \exp[i \cdot 2 \cdot k \cdot S(x, y)]$ . Предполагалось, что расстояние от зеркала до линзы мало, и дополнительный набег фазы, связанный с этим, пренебрежимо мал. Тогда распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости линзы согласно [7]:

$$I(u, v) \sim \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(x, y) \cdot \exp[i\varphi(x, y)] \cdot \exp\left\{i \sum_{n=1}^N 2 \cdot k \cdot a_n \cdot g_n(x, y)\right\} \cdot \exp\left[-i \frac{k}{F}(xu + yv)\right] dx dy \right|^2, \quad (3)$$

здесь  $(u, v)$  – декартовы координаты в фокальной плоскости линзы,  $F$  – фокусное расстояние линзы.

Таким образом, задача коррекции волнового фронта в рамках данной модели заключается в нахождении такого набора коэффициентов  $\{a_n\}$ , при котором фаза отраженного пучка  $2 \cdot k \cdot a_n \cdot g_n(x, y) + \varphi(x, y)$  в максимальной степени приближается к плоской поверхности. Тогда осевая интенсивность скорректированного пучка будет максимальной.

Анализ экспериментально измеренных функций отклика 18-элементного адаптивного зеркала показал, что они с высокой степенью точности описываются функцией Гаусса  $g(r) \sim e^{-r^2/r_0^2}$  с параметром  $r_0 = 1,73$  см. Поэтому при моделировании работы адаптивного зеркала в качестве его функций отклика использовался набор из 18 функций Гаусса.

## Оценка эффективности коррекции по методу наименьших квадратов

Для определения предельных возможностей адаптивного зеркала по устранению конкретных фазовых aberrаций, коэффициенты управления  $\{a_n\}$  необходимо подбирать таким образом, чтобы волновой фронт скорректированного излучения был максимально приближен к плоскому. Для соответствующей подгонки коэффициентов можно использовать метод наименьших квадратов (МНК) [8,9], суть которого заключается в минимизации квадратов отклонений подгоняемой поверхности адаптивного зеркала от исходного волнового фронта. Оценка эффективности коррекции aberrаций представленного волнового фронта 18 элементным адаптивным зеркалом, проведенная по МНК [9], показала, что возможно получить скорректированный пучок с числом Штреля  $St = 0,81$ , и расходимостью по уровню 81,5 % энергии равной 2,0 дифракционным углам. Доля энергии в дифракционном размере пучка при этом составляет  $\delta P_{diff.} = 0,64$ . Картины пространственного распределения интенсивности в дальней зоне для исходного, скорректированного по МНК и идеального пучков представлены на рис. 2. Распределение интенсивности скорректированного по МНК пучка характеризуется наличием ярко выраженного центрального пика, визуально слабо отличающегося от дифракционного пятна.

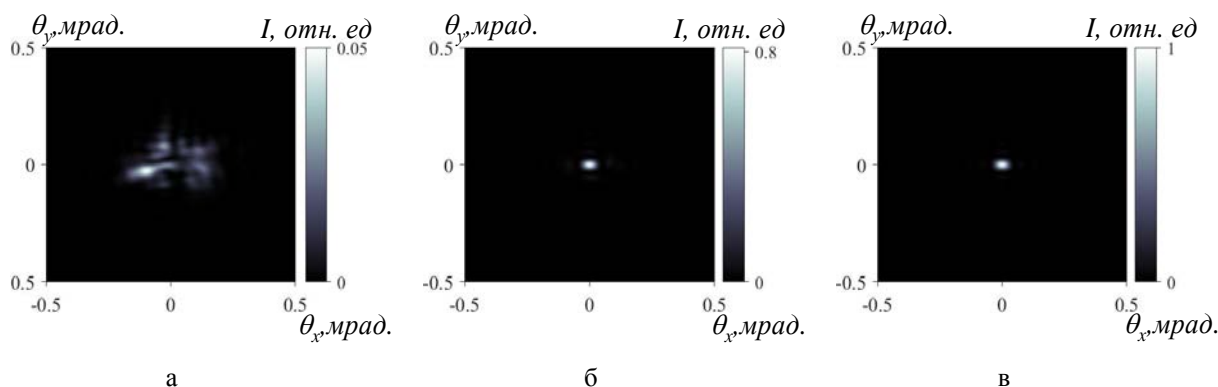


Рис. 2. Картины распределения интенсивности в дальней зоне: а – для исходного пучка ( $St = 0,05$ ,  $\delta P_{diff.} = 0,10$ ); б – для скорректированного по МНК пучка ( $St = 0,81$ ,  $\delta P_{diff.} = 0,64$ ); в – для идеального пучка ( $St = 1,00$ ,  $\delta P_{diff.} = 0,81$ )

Согласно критерию Марешала [10], качество фазовой коррекции пучка находится на высоком уровне при  $St > 0,80$ . Таким образом, исследуемое 18 элементное адаптивное зеркало позволяет получить скорректированный пучок с высоким оптическим качеством. Расходимость излучения по уровню 81,5 % энергии уменьшается с 3,7 до 2,0 дифракционных углов.

### СПГ алгоритм для управления адаптивным зеркалом

В данной работе для управления адаптивным зеркалом был выбран СПГ алгоритм, особенность которого заключается в одновременной оптимизации целевой функции по всем степеням свободы системы. СПГ алгоритм является модернизированным алгоритмом стохастического параллельного градиентного спуска [6].

Принципиальная схема управления адаптивным зеркалом посредством СПГ алгоритма представлена на рис. 3. На адаптивное зеркало 1 падает лазерный пучок с неоднородным волновым фронтом, и, отражаясь, поступает на делитель 2. Небольшая часть пучка фокусируется линзой 3 на датчик сигнала 4, где регистрируется целевая функция алгоритма  $J$ . Значение целевой функции фиксируется компьютером 5, который затем, с помощью блока управления 6 производит коррекционный шаг (итерацию) – небольшое изменение формы отражающей поверхности зеркала. После коррекционного шага регистрируется новое значение  $J$  и т. д., пока целевая функция не достигнет определенного значения согласно заданному критерию или не будет совершено определенное количество итераций алгоритма.



К достоинствам СПГ алгоритма в рамках данной задачи можно отнести использование в качестве датчика сигнала простейшего одноэлементного фотоприёмника, измерение интегральных характеристик излучения, и как следствие, меньшую чувствительность к шумам по сравнению с системами, где используется ДВФ, возможность работы со слабым сигналом и с сильно модулированным распределением интенсивности, а также нечувствительность алгоритма к нестабильности функций отклика адаптивного зеркала в ходе коррекции.

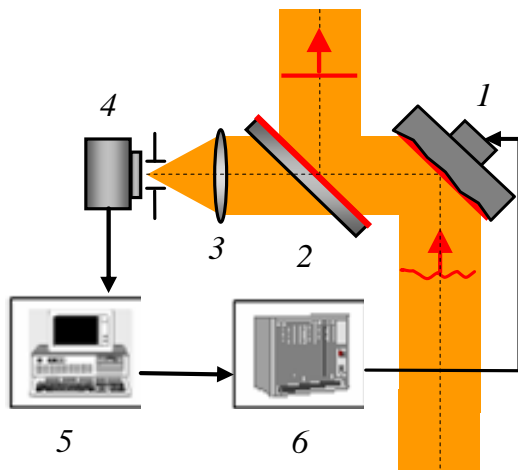


Рис. 3. Схема управления адаптивным зеркалом

Одна итерация СПГ алгоритма состоит из двух этапов: «предиктор» и «корректор». Пусть в результате выполнения  $n$ -й итерации к толкателям зеркала применен набор управляющих электрических напряжений  $\{U_n\}$ , и на датчике 4 фиксируется значение целевой функции  $J_n$ . Этап «предиктор»  $(n + 1)$ -й итерации начинается с одновременной подачи набора малых напряжений  $\{\Delta U_n\}$  на актюаторы зеркала. Результирующие напряжения на толкателях приобретают вид:

$$\{U'_{n+1}\} = \{U_n\} + \{\Delta U_n\}, \quad (4)$$

Целевая функция так же изменяется и становится равной  $J'_{n+1}$ . Набор малых напряжений  $\{\Delta U_n\}$  разыгрывался среди значений  $\pm\Delta U_n$  с одинаковыми вероятностями. Конечным шагом этапа «предиктор» является вычисление вызванного добавкой  $\{\Delta U_n\}$  изменения целевой функции:

$$\Delta J_n = J'_{n+1} - J_n. \quad (5)$$

На этапе «корректор»  $(n + 1)$ -й итерации к начальному набору  $\{U_n\}$  прибавляется добавочный набор напряжений, пропорциональный  $\Delta J_n/J_n^\sigma$ :

$$\{U_{n+1}\} = \{U_n\} + (2\gamma\Delta J_n/J_n^\sigma)\{\Delta U_n\}, \quad (6)$$

где  $\sigma$  и  $\gamma$  – положительные константы

Таким образом, корректирующая добавка к набору напряжений  $\{U_n\}$  пропорциональна величине  $|\Delta J_n|$ , а направление «движения» задается знаком  $\Delta J_n$ . Если  $\Delta J_n > 0$ , то добавка напряжений  $\{\Delta U_n\}$  оказалась успешной и процесс поиска максимума целевой функции движется в нужном направлении. Параметр  $\gamma$  при этом контролирует темп сходимости. Если  $\Delta J_n < 0$ , то выбранная добавка, вообще говоря, оказалась неудачной, но т. к. величина  $(2\gamma\Delta J_n/J_n^\sigma)\{\Delta U_n\}$  в формуле (6) имеет другой знак, то можно надеяться, что шаг в «противоположном» направлении окажется удачным. Наиболее быстрая сходимость целевой функции наблюдается, когда величина  $\sigma$  близка к единице.

В работе [6] показано, что для достижения наилучшей сходимости  $J$  необходимо пользоваться малыми значениями добавочных напряжений. Но нижний порог  $\Delta U_0$  ограничен как возможностью реализации малых напряжений на актюаторах зеркала в ходе эксперимента, так и способностью регистрирующей аппаратуры на фоне шумов фиксировать изменение целевой функции, вызванное малыми напряжениями  $\{\Delta U_n\}$ . Максимальное значение  $\Delta U_0 = 0,2$  В определено из условия, что набег фазы, приобретаемый пучком после отражения от зеркала, на элемент которого подано такое напряжение, не должен превышать значение  $\pi/10$  рад. Считается, что данное условие обеспе-

чивает стабильную работу адаптивного зеркала под управлением СПГ алгоритма. С учетом данных граничных условий, накладываемых на напряжения  $\Delta U_0$ , для исследования СПГ коррекции 18 элементным адаптивным зеркалом были выбраны значения  $\Delta U_0 = 0,01$  В и  $\Delta U_0 = 0,1$  В.

Параметр  $\gamma$  имеет подлежащий определению оптимум  $\gamma_{\text{opt}}$  по требуемому числу итераций или значению целевой функции при фиксированном уровне возмущений  $\Delta U_0$ .

### Целевая функция СПГ алгоритма в виде осевой яркости пучка

Рассмотрим работу СПГ алгоритма с целевой функцией  $J = St = Q/Q_0$ , где  $Q$  – осевая яркость корректируемого пучка в фокальной плоскости линзы,  $Q_0$  – осевая яркость пучка с плоским волновым фронтом в фокальной плоскости. На рис. 4 изображена динамика изменения числа Штреля  $St$  и доли энергии в дифракционном размере пучка  $\delta P_{\text{difr}}$  при фазовой СПГ коррекции с малыми напряжениями  $\Delta U_0 = 0,01$  В. Усреднение производилось по 100 статистическим реализациям коррекции. Из рисунка видно, что число Штреля увеличивается с начального значения  $St = 0,05$  до уровня  $St = 0,30$  за  $N = 2000$  итераций алгоритма. Доля энергии в дифракционном размере пучка при этом с начального значения  $\delta P_{\text{difr}} = 0,10$  возрастает до уровня  $\delta P_{\text{difr}} = 0,27$ . При использовании напряжений  $\Delta U_0 = 0,1$  В и в результате совершения такого же количества итераций алгоритма получается пучок с параметрами  $St = 0,29$  и  $\delta P_{\text{difr}} = 0,27$ .

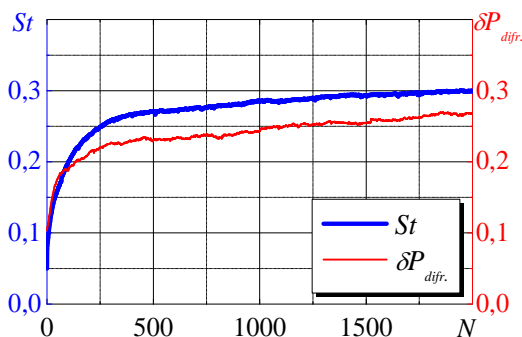


Рис. 4. Динамика изменения параметров  $St$  и  $\delta P_{\text{difr}}$  в ходе СПГ коррекции при целевой функции в виде осевой яркости пучка и  $\Delta U_0 = 0,01$  В,  $\gamma_{\text{opt}} = 1800$

На рис. 5,а представлено пространственное распределение интенсивности пучка в дальней зоне после СПГ коррекции. Визуально у скорректированного пучка отчетливо наблюдается спекл-структура. На рис. 5,б показано угловое распределение энергии  $\delta P$  в исходном пучке, а также в скорректированных по МНК и СПГ пучках. Расходимость СПГ пучка по уровню 81,5 % энергии составляет 3,4 дифракционных углов, что на 70 % хуже расходимости пучка, скорректированного по МНК.

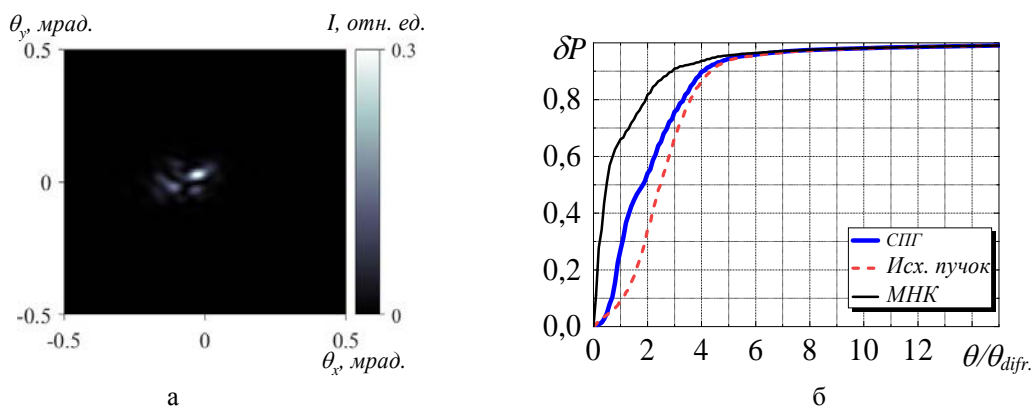


Рис. 5. Результат СПГ коррекции пучка при целевой функции в виде осевой яркости пучка и  $\Delta U_0 = 0,01$  В,  $\gamma_{\text{opt}} = 1800$ ; а – распределение интенсивности в дальней зоне ( $St = 0,30$ ,  $\delta P_{\text{difr}} = 0,27$ ), б – угловое распределение энергии пучка ( $\theta = 3,4 \cdot \theta_{\text{difr}}$ ).

Таким образом, при коррекции 18 элементным адаптивным зеркалом под управлением СПГ алгоритма с целевой функцией в виде осевой яркости пучка получается излучение с довольно низким оптическим качеством. Параметры скорректированного таким образом пучка далеки от предельно достижимых параметров, определенных по МНК.

### Целевая функция СПГ алгоритма в виде доли мощности в угле

Теперь рассмотрим в качестве целевой функции алгоритма параметр  $J=P/P_0$ , где  $P$  – мощность корректируемого пучка в пределах приосевой диафрагмы  $D_p$ , расположенной в фокальной плоскости линзы;  $P_0$  – мощность пучка с плоским волновым фронтом в данной диафрагме. Результаты исследования эффективности СПГ коррекции в зависимости от конфигурации приосевой диафрагмы представлены в таблице. Применялись диафрагмы прямоугольной и круглой формы. Установлено, что наилучшее качество коррекции достигается при круглой диафрагме с диаметром  $d_{cp.}$ , равным среднему дифракционному размеру пучка в дальней зоне:  $d_{cp.} = \frac{1}{2}(d_x + d_y)$ .

### Результаты СПГ коррекции при различных конфигурациях приосевой диафрагмы

Прямоугольная диафрагма $D_p$	$St$	$\delta P_{difr.}$	$\theta/\theta_{difr}$ по уровню 81,5 % энергии	Круглая диафрагма диаметра $D_p$	$St$	$\delta P_{difr.}$	$\theta/\theta_{difr}$ по уровню 81,5 % энергии
Дифракционный размер $D_p=d$	0,53	0,49	2,8	$D_p = d_{cp.}$	<b>0,60</b>	<b>0,51</b>	<b>2,5</b>
$D_p = 0,5d$	0,32	0,35	3,6	$D_p = d_x$	0,57	0,50	2,7
$D_p = 1,5d$	0,39	0,46	3,1	$D_p = d_y$	0,38	0,42	2,9

На рис. 6 представлена динамика изменения параметров пучка  $St$  и  $\delta P_{difr.}$  в ходе совершения СПГ коррекции с круглой приосевой диафрагмой диаметра  $D_p=d_{cp.}$  и малыми напряжениями  $\Delta U_0 = 0,01$  В. В результате совершения  $N = 2000$  итераций алгоритма число Штреля достигает значения  $St=0,60$ , а доля энергии пучка в дифракционном размере становится равной  $\delta P_{difr.} = 0,51$ . В случае СПГ коррекции при  $\Delta U_0 = 0,1$  В и  $\gamma_{opt} = 60$  параметры скорректированного пучка:  $St = 0,59$  и  $\delta P = 0,50$ .

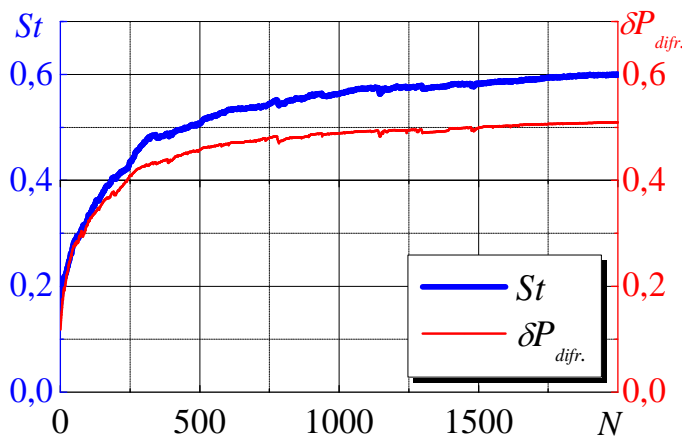


Рис. 6. Динамика изменения параметров  $St$  и  $\delta P_{difr.}$  в ходе СПГ коррекции при целевой функции в виде доли мощности в угле и  $\Delta U_0 = 0,01$  В,  $\gamma_{opt} = 9600$

Результаты СПГ коррекции с круглой приосевой диафрагмой диаметра  $d_{cp}$  показаны на рис. 7. В дальней зоне скорректированного излучения наблюдается узкий пик высокой интенсивности. Расходимость пучка после коррекции по уровню 81,5 % энергии составляет 2,5 дифракционных углов, что на 25 % хуже предельно-достижимой расходимости, которую можно получить данным адаптивным зеркалом.

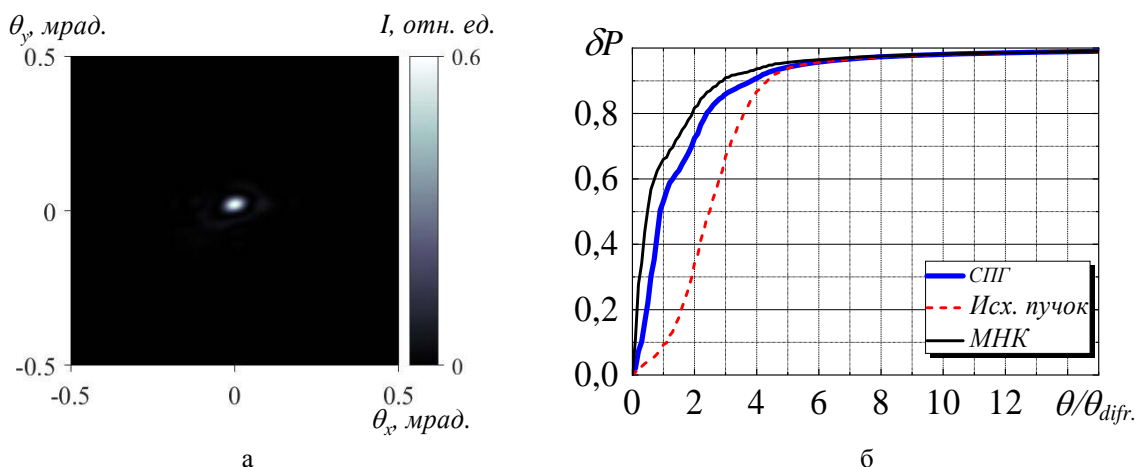


Рис. 7. Результат СПГ коррекции пучка при целевой функции в виде доли мощности в углеи  $\Delta U_0 = 0,01$  В,  $\gamma_{opt} = 9600$ : а – распределение интенсивности в дальней зоне ( $St=0,60$ ,  $\delta P_{difr.} = 0,51$ ) б – угловое распределение энергии пучка ( $\theta = 2,5 \cdot \theta_{difr.}$ )

Полученные результаты свидетельствуют, что при правильном выборе приосевой диафрагмы можно добиться высокого оптического качества лазерного пучка, корректируемого 18 элементным адаптивным зеркалом под управлением СПГ алгоритма с целевой функцией в виде доли мощности в угле.

### Заключение

Проведено численное исследование коррекции фазовых aberrаций лазерного пучка с апертурой  $15 \times 22$  мм<sup>2</sup> с помощью 18 элементного адаптивного зеркала размером  $46 \times 56$  мм<sup>2</sup> под управлением стохастического параллельного градиентного алгоритма. Экспериментально определены функции отклика исследуемого адаптивного зеркала, которые с высокой точностью аппроксимируются функциями Гаусса с параметром  $r_0 = 1,73$  см. Методом наименьших квадратов определены предельные возможности адаптивного зеркала по фазовой коррекции используемого пучка. Цель данной работы заключалась в численной оценке параметров пучка, получаемого в результате СПГ коррекции 18 элементным адаптивным зеркалом.

Проведено исследование эффективности СПГ коррекции лазерного пучка с двумя целевыми функциями алгоритма: осевой яркостью и долей мощности пучка в различных диафрагмах. Установлено, что при выборе целевой функции СПГ алгоритма в виде доли мощности в пределах диафрагмы среднего дифракционного размера, можно получить увеличение числа Штреля с  $St = 0,05$  до  $St = 0,60$  за  $N = 2000$  итераций алгоритма. Доля энергии в дифракционном размере пучка при этом увеличивается со значения  $\delta P_{difr.} = 0,10$  до  $\delta P_{difr.} = 0,51$ . Расходимость пучка по уровню 81,5 % энергии снижается с 3,7 до 2,5 дифракционных углов.

### Список литературы

1. Лукин В. П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // УФН. 2014. Т. 184, № 6. С. 599–640.
2. Лукин В. П. Применения технологий адаптивной оптики для расширения возможностей оптико-электронных систем // Интрерэкспо Гео-Сибирь. 2019. Т. 8, С. 115–138.

3. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. – М.: Наука, 1985.
4. Hardy J. H. Adaptive Optics for Astronomical Telescopes // N.Y.: Oxford University Press, 1998.
5. Vorontsov M. A., Carhart G. W. Adaptive optics based on analog parallel stochastic optimization: analysis and experimental demonstration // Optical society of America. 2000. Vol. 17, N 8. P. 1440–1453.
6. Vorontsov M. A., Sivokon V. P. Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction // Optical society of America. 1998. Vol. 15, N 10. P. 2745–2758.
7. Гудмен Дж. В. Введение в фурье-оптику: М.: Мир 1970. 362 с.
8. Гаранин С. Г., Голубев А. И., Повышев В. М., Стариков Ф. А., Шнягин Р. А. Исследование возможности повышения эффективности адаптивной системы лазерной установки «Луч» // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 427–443.
9. Wolberg J. R., Data Analysis Using the Method of Least Squares. Berlin: Springer, 2006.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1972. 720 с.

# ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ И КРИСТАЛЛЕ $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ , ЛЕГИРОВАННОМ СТРОНЦИЕМ

Н. С. Семин<sup>1</sup>, И. О. Киняевский<sup>1</sup>, П. А. Данилов<sup>1</sup>, С. И. Кудряшов<sup>1</sup>, А. В. Корибут<sup>1</sup>,  
Е. Е. Дунаева<sup>1</sup>, И. С. Воронина<sup>1</sup>, А. А. Ионин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поиск и исследование новых нелинейно-оптических материалов для эффективного преобразования частоты и управления характеристиками лазерного излучения является одной из актуальных задач современной науки, мотивированной множеством различных фундаментальных и прикладных задач. Одним из перспективных нелинейно-оптических и лазерных материалов является ортованадат кальция  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  (CVO), сочетающий в себе сегнетоэлектрические, нелинейно-оптические и люминесцентные свойства [1–5], высокий порог оптического разрушения и широкий диапазон прозрачности. Также кристалл CVO, легированный редкоземельными элементами, представляет интерес, вызванный возможностью его применения в качестве лазерного материала [6, 7].

Уникальной особенностью кристалла CVO является то, что колебательные моды в его спектре спонтанного комбинационного рассеяния сильно уширены. Ширина линии, соответствующая сильнейшей моде  $\nu_1 = 854 \text{ см}^{-1}$  составляет  $\sim 50 \text{ см}^{-1}$  [8], что на порядок выше характерной ширины в других кристаллах. Это может свидетельствовать о малом времени фазовой релаксации колебательного возбуждения  $T_2$ , и, следовательно, перспективности этого материала для эффективного преобразования ультракоротких (субпикосекундных) лазерных импульсов методом вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Необходимо отметить, что когда длительность лазерного импульса  $t_p$  становится сопоставима или менее времени  $T_2$ , то ВКР происходит в нестационарном режиме, при котором коэффициент усиления уменьшается пропорционально отношению  $t_p/T_2$ . Поскольку типичная величина  $T_2$  находится в пикосекундном диапазоне, то осуществление эффективного ВКР для ультракоротких лазерных импульсов затруднено и остается актуальной, до конца нерешенной, проблемой.

Другая проблема достижения эффективного ВКР для ультракоротких лазерных импульсов связана с сопутствующими, конкурирующими или подавляющими ВКР, нелинейными эффектами. Например, интенсивные ультракороткие лазерные импульсы могут испытывать самофокусировку, фазовую самомодуляцию, нелинейное поглощение, и другие эффекты [9]. Наличие побочных нелинейных эффектов снижает эффективность ВКР преобразования, при этом нелинейное поглощение может приводить не только к ионизации среды и нежелательным потерям энергии лазерного импульса, но и к разрушению самого кристалла. Поэтому качественное и количественное знание механизмов нелинейного поглощения среды (таких, как двухфотонное поглощение) необходимо для разработки эффективных фемтосекундных нелинейно-оптических устройств, в том числе и ВКР преобразователей лазерных импульсов на базе кристалла CVO.

Таким образом, целью этой работы было определение коэффициента двухфотонного поглощения кристалла CVO, а также поиск путей его уменьшения.

## Методика эксперимента

В нашей работе использовалось излучение второй гармоники оптоволоконного лазера на ионах иттербия, излучающего импульсы длительностью 0,3 пс с частотой следования 1 кГц, длина волны  $\lambda = 515 \text{ нм}$ , энергия  $E_{\text{вх}}$  до 3,4 мкДж. Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерный импульс фокусировался в образцы кристаллов с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f_1 = 90 \text{ мм}$  в пятно радиусом  $\omega_0 = 26 \text{ мкм}$  по уровню  $1/e^2$  (в фокальной плоскости). Выходное из-

лучение собиралось линзой с фокусным расстоянием  $f_2 = 100$  мм и направлялось в измеритель мощности Ophir-3A.

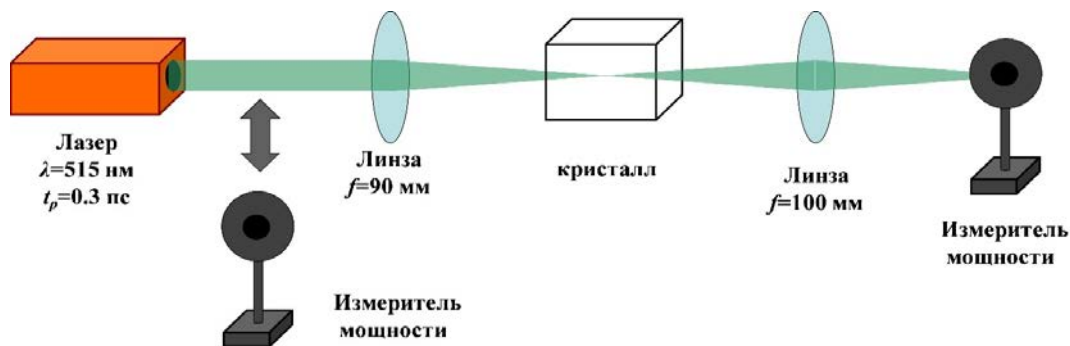


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента

В эксперименте производилось измерение средней мощности излучения на входе и на выходе кристалла с помощью измерителя мощности Ophir-3A, энергия лазерного импульса определялась как отношение средней мощности излучения к частоте следования импульсов. Кристаллы CVO были выращены методом Чохральского из расплава на воздухе в ИОФ РАН (Отделение лазерных материалов и фотоники). Образцы длиной  $l = 1,3$  см устанавливались таким образом, что поляризация излучения была либо перпендикулярна, либо параллельна оптической оси кристалла.

Спектры пропускания кристаллов  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  (CVO) и  $\text{Ca}_{2,7}\text{Sr}_{0,3}(\text{VO}_4)_2$  (CSrVO) для различных взаимных ориентаций поляризации излучения и оптической оси кристаллов были измерены при помощи широкополосного источника некогерентного излучения с применением поляризатора излучения (рис. 2). Также на рис. 2 представлен спектр лазерного импульса накачки кристалла.

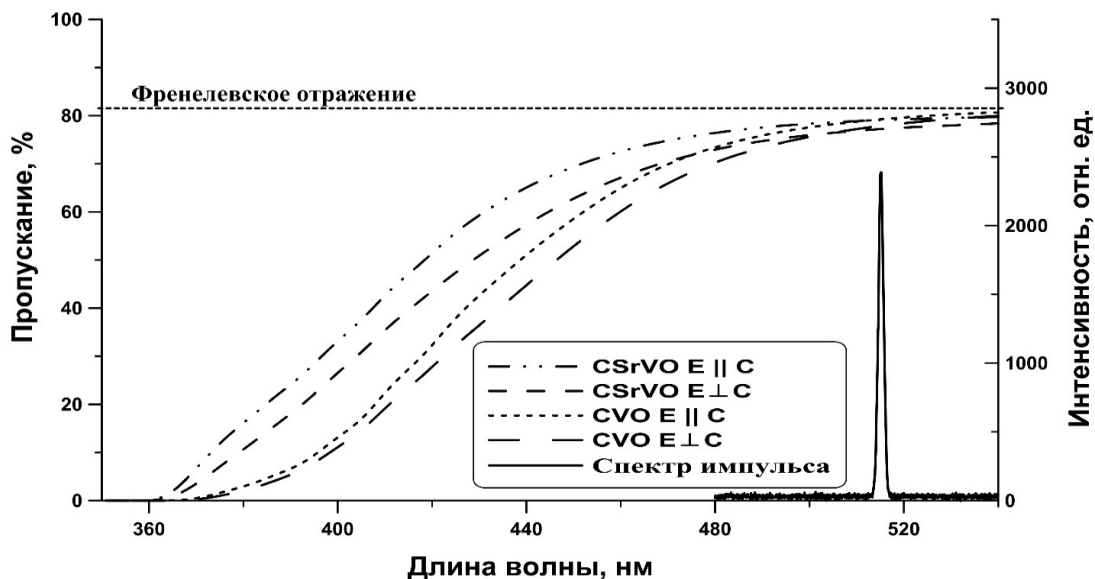


Рис. 2. Спектр пропускания кристаллов CVO и CSrVO для различных ориентаций поляризации излучения и оптической оси кристаллов (см. легенду), спектр импульса падающего излучения

Из рис. 2 видно, что для излучения с длиной волны  $\lambda = 515$  нм, используемого в данной работе, пропускание кристаллов находится на уровне, близком к потерям только на френелевское отражение от их граней. Коэффициент линейного поглощения  $\alpha$  для кристаллов, определенный из спектра пропускания, составляет не более  $0,05 \text{ см}^{-1}$ . Величина линейного поглощения в образцах оказалась менее 5 %, что сопоставимо с точностью измерителя мощности Ophir-3A, поэтому в эксперименте линейным поглощением излучения с длиной волны 515 нм можно пренебречь.

Уменьшение интенсивности излучения вследствие линейного и двухфотонного поглощения в кристалле описывается формулой:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (1)$$

где  $I$  – интенсивность излучения,  $\alpha$  – коэффициент линейного поглощения,  $\beta$  – коэффициент двухфотонного поглощения. Таким образом, измеряя зависимость интенсивности/энергии лазерного импульса на выходе из среды от интенсивности/энергии лазерного импульса на входе в среду можно определить коэффициент двухфотонного поглощения  $\beta$ .

Но в соответствии со спектральной зависимостью пропускания кристаллов (Рис. 2) коэффициент линейного поглощения для кристаллов  $\alpha$  составляет менее  $0,05 \text{ см}^{-1}$ , и, как отмечалось выше, в нашем случае для кристаллов длиной  $1,3 \text{ см}$  линейным поглощением можно пренебречь, тогда уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I^2. \quad (2)$$

Решение данного уравнения имеет вид:

$$I_{\text{ВЫХ}} = \frac{I_{\text{ВХ}}}{1 + \beta I_{\text{ВХ}} L}, \quad (3)$$

где  $I_{\text{ВХ}}$  – интенсивность излучения на входе в кристалл,  $I_{\text{ВЫХ}}$  – интенсивность излучения на выходе из кристалла,  $L$  – длина взаимодействия.

Формула (3) не учитывает распределение интенсивности в лазерном пучке. В эксперименте используется лазерный импульс с гауссовым распределением интенсивности. Поэтому наличие поперечного и продольного распределения интенсивности лазерного пучка в кристалле может привести к ошибке в определении коэффициента двухфотонного поглощения. Учет поперечной и продольной формы пучка осуществлялся следующим образом. Длина перетяжки Гауссова пучка определяется по формуле:

$$b = \frac{2\pi\omega_0^2 n}{\lambda}, \quad (4)$$

где  $\omega_0$  – радиус перетяжки по уровню интенсивности  $1/e^2$  от максимальной,  $\lambda$  – длина волны излучения.

Для наших экспериментальных параметров длина перетяжки составила  $b = 1,5 \text{ см}$ , что больше длины образцов кристаллов ( $1,3 \text{ см}$ ), поэтому, изменением радиуса пучка вдоль кристалла можно пренебречь. Необходимо отметить, что при подготовке экспериментальной схемы фокусное расстояние линзы было выбрано именно из этого условия - чтобы длина перетяжки превышала длину кристалла.

Поскольку интенсивность лазерного излучения в центре пучка больше, чем на «хвостах», то и двухфотонное поглощение проявляется для них в различной степени. Учёт поперечного распределения интенсивности в пучке, осуществлялся следующим образом. На входе в кристалл лазерный пучок в поперечном направлении считался Гауссовой формы, интенсивность которого распределена по следующему закону:

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (5)$$

где  $I_0$  – интенсивность пучка в максимуме,  $r$  – расстояние от оси.

При этом интенсивность  $I$  и энергия  $E$  лазерного импульса, измеряемая в эксперименте, связаны следующим соотношением (с учетом потерь на френелевское отражение от передней грани кристалла):

$$I = \frac{2E}{t_p \pi \omega_0^2}, \quad (6)$$

где  $t_p$  – длительность импульса.



Для учета поперечного распределения интенсивности пучок был разбит на кольца толщиной  $dr$ , в пределах которых интенсивность  $I(r)$  считалась постоянной (интенсивность излучения для каждого кольца определялась по формуле (5)). Интенсивность излучения на выходе из кристалла рассчитывалась по формуле (3) для каждого кольца по отдельности. Затем полная энергия лазерного импульса на выходе из кристалла определялась путем интегрирования интенсивности по всем кольцам:

$$E_{\text{вых}} = t_p \int_0^{\infty} I_{\text{вых}}(r) \cdot 2\pi r dr. \quad (7)$$

Расчет коэффициента двухфотонного поглощения производился в программной среде Mathcad. Варьируя параметр  $\beta$ , подбиралось наилучшее согласие экспериментальной и расчётной зависимости пропускания кристалла от энергии лазерного импульса, падающего на кристалл.

### Результаты эксперимента

Для определения коэффициента двухфотонного поглощения было измерено пропускание кристаллов в зависимости от энергии лазерного импульса на входе в кристалл CVO и кристалл CSrVO. Оптическая ось кристаллов была параллельна поляризации лазерного излучения. Экспериментальные результаты представлены на рис. 3 черными и белыми точками, соответственно. На рис. 3 и последующих рисунках ошибка измерения отмечена для одной точки из каждой серии измерений, при этом относительная погрешность для других точек была такой же.

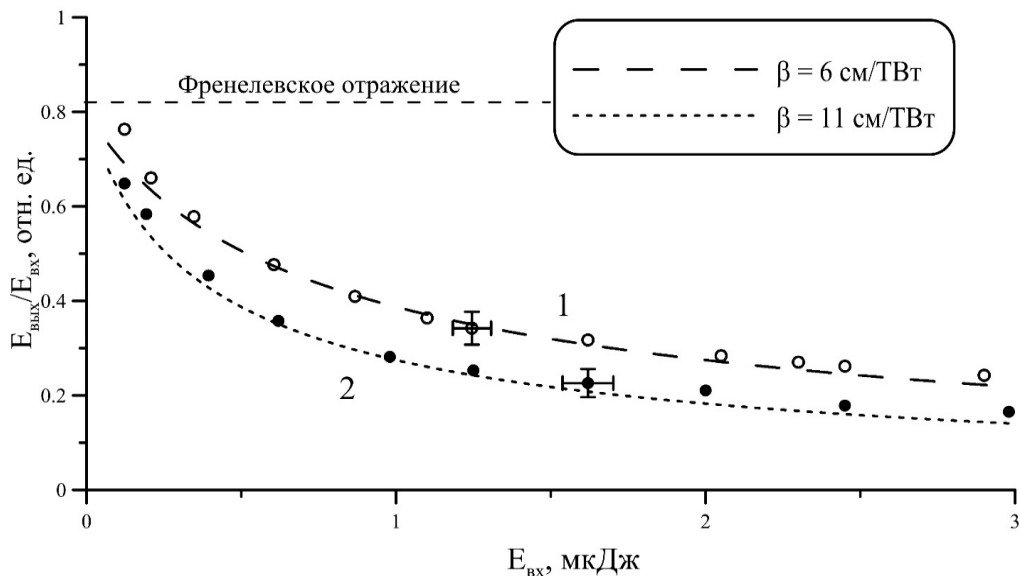


Рис. 3. Зависимости пропускания кристаллов от энергии лазерного импульса на входе (поляризация излучения параллельна оптической оси кристаллов); 1 –  $\text{Ca}_{2,7}\text{Sr}_{0,3}(\text{VO}_4)_2$ , 2 –  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$

Из рис. 3 видно, что при повышении энергии лазерного импульса на входе в кристалл пропускание кристаллов резко снижается, что свидетельствует о наличии нелинейного поглощения. На Рис. 3 также представлены рассчитанные зависимости пропускания кристаллов от энергии лазерного импульса, при параметрах  $\beta$ , наилучшим способом описывающих экспериментальные данные. Определенный таким образом коэффициент двухфотонного поглощения  $\beta$  составил  $(11 \pm 2)$  см/ТВт и  $(6 \pm 1)$  см/ТВт для кристаллов CVO и CSrVO, соответственно. Коэффициент двухфотонного поглощения для легированного стронцием кристалла оказался в  $\sim 2$  раза ниже. Анализ характеристик кристаллов показал, что это связано с тем, что при легировании кристалла ортованадата кальция ионами стронция его спектр пропускания смещается в коротковолновую сторону (см. рис. 2), что свидетельствует об увеличении ширины запрещенной зоны кристалла, следствием чего является уменьшение вероятности двухфотонного поглощения.

Необходимо отметить, что измеренный коэффициент двухфотонного поглощения кристалла CVO для импульсов длительностью 0,3 пс и длиной волны 515 нм, оказался на порядок меньше, чем для лазерных импульсов длительностью 36 пс и длиной волны 523,5 нм, измеренный в работе [10]. Возможной причиной может являться существенный вклад лавинной ионизации в процесс нелинейного поглощения для «длинных» 36 пс лазерных импульсов, использованных в [10]. Для выяснения вклада лавинной ионизации на нелинейное поглощение в кристалле CVO необходимо дополнительное исследование с применением лазерных импульсов различной длительности, варьруемой в субпикосекундном-пикосекундном диапазоне.

Аналогичные экспериментальные измерения проведены для различных ориентаций кристаллов: когда оптическая ось параллельна, либо перпендикулярна поляризации излучения. Результаты измерений для кристалла CSrVO представлен на рис. 4.

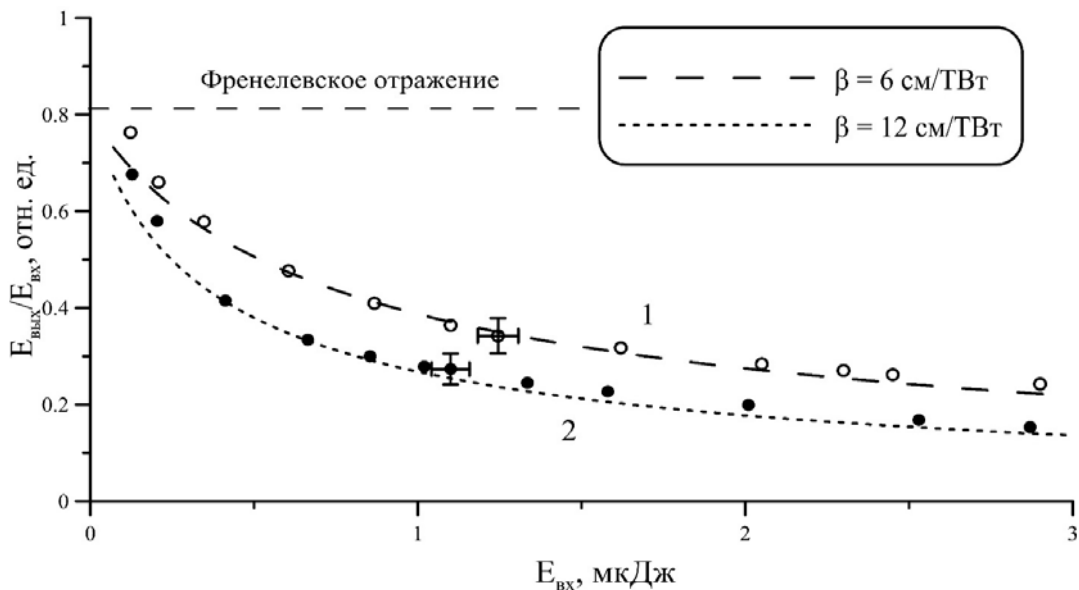


Рис. 4. Зависимость пропускания  $\text{Ca}_{2,7}\text{Sr}_{0,3}(\text{VO}_4)_2$  от энергии лазерного импульса на входе в кристалл (1 – поляризация излучения параллельна оптической оси кристалла; 2 – поляризация излучения перпендикулярна оптической оси кристалла)

Коэффициент двухфотонного поглощения кристалла CSrVO составил  $\beta = (12 \pm 2)$  см/ТВт для случая, когда поляризация излучения была перпендикулярна оптической оси кристалла, и  $\beta = (6 \pm 1)$  см/ТВт для случая, когда поляризация излучения была параллельна оптической оси кристалла. Для кристалла CVO они составили  $\beta = (25 \pm 4)$  см/ТВт и  $\beta = (11 \pm 2)$  см/ТВт, соответственно.

Для кристалла наименьшее поглощение излучения наблюдалось в случае, когда поляризация излучения была параллельна оптической оси кристаллов. В анизотропных средах, таких как CVO кристалл, где существуют выделенные направления, свойства кристалла различаются для различных направлений, следовательно, двухфотонное поглощение может зависеть от ориентации кристалла в поле излучения и поляризации излучения [11]. Однако в нашем случае разница между коэффициентом двухфотонного поглощения для различных ориентаций кристалла составила  $\sim 2$ , что не может быть объяснено только лишь различием в ширине запрещенной зоны для разных направлений, поскольку согласно спектрам пропускания кристаллов (рис. 2) ширина запрещенной зоны изменяется слабо при смене поляризации излучения. Поэтому для корректного объяснения наблюдаемого эффекта требуется более глубокое исследование свойств этого материала: подвижности электронов и дырок; зонной структуры кристаллов; разрешенных и запрещенных переходов, аналогичное исследованию, представленному в работе [11] для других кристаллов.

## Заключение

Коэффициенты двухфотонного поглощения  $\beta$  для кристаллов  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  и  $\text{Ca}_{2,7}\text{Sr}_{0,3}(\text{VO}_4)_2$  составили:  $\beta = (11 \pm 2)$  см/ТВт и  $\beta = (6 \pm 1)$  см/ТВт для случая параллельной ориентации оптической оси к поляризации излучения;  $\beta = (25 \pm 4)$  см/ТВт и  $\beta = (12 \pm 2)$  см/ТВт для случая перпендикулярной ориентации оптической оси к поляризации излучения, соответственно. Обнаружено, что для случая, когда поляризация лазерного излучения параллельная оптической оси, коэффициент двухфотонного поглощения в 2 раза меньше, чем для случая, когда они перпендикулярны. Кроме того, обнаружено, что легирование кристалла ионами стронция на уровне 10 % снижает коэффициент двухфотонного поглощения в  $\sim 2$  раза, вследствие увеличения ширины запрещенной зоны. Таким образом, наименьшее двухфотонное поглощение наблюдалось для кристалла  $\text{Ca}_{2,7}\text{Sr}_{0,3}(\text{VO}_4)_2$  с оптической осью, ориентированной параллельно поляризации лазерного излучения. Полученные результаты могут быть использованы для снижения нежелательных потерь в ВКР преобразователях ультракоротких лазерных импульсов на базе кристалла  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10068, <https://rscf.ru/project/22-79-10068/>.

## Список литературы

1. Deyneko D. V., Petrova D. A., Aksenov S. M., Stefanovich S. Y., Baryshnikova O. V., Fedotov S. S., Lazoryak B. I. // *CrystEngComm*. – 2019. – Т. 21. – №. 8. – С. 1309–1319.
2. Stefanovich S. Y., Petrova D. A., Morozov V. A., Fortalnova E. A., Belov D. A., Deyneko D. V., Lazoryak B. I. // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2018. – Т. 735. – С. 1826–1837.
3. Dorbakov N. G., Baryshnikova O. V., Morozov V. A., Belik A. A., Katsuya Y., Tanaka M., Lazoryak B. I. // *Materials & Design*. – 2017. – Т. 116. – С. 515–523.
4. Lin H. Y., Chang W. F., Chu S. Y. // *Journal of luminescence*. – 2013. – Т. 133. – С. 194–199.
5. Lin H. Y., Fang Y. C., Huang X. R., Chu S. Y. // *Journal of the American Ceramic Society*. – 2010. – Т. 93. – №. 1. – С. 138–141.
6. Ivleva L. I., Dunaeva E. E., Voronina I. S., Doroshenko M. E., Papashvili A. G., Sulc J., Jelinkova H. // *Journal of Crystal Growth*. – 2019. – Т. 513. – С. 10–14.
7. Doroshenko M. E., Papashvili A. G., Voronina I. S., Ivleva L. I., Sulc J., Kratochvíl J., Jelinkova H. // *Journal of Luminescence*. – 2019. – Т. 205. – С. 482–486.
8. Zverev P. G., Karasik A. Y., Basiev T. T., Ivleva L. I., Osiko V. V. // *Quantum Electronics*. – 2003. – Т. 33. – №. 4. – С. 331.
9. Orlovich V. A., Malakhov Y. I., Popov Y. M., Busko D. N., Danailov M. B., Demidovich A. A., Chulkov R. V. // *Laser Physics Letters*. – 2012. – Т. 9. – №. 11. – С. 770.
10. Chunaev D. S., Dunaeva E. E., Kravtsov S. B., Voronina I. S., Zverev P. G. // *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*. – Optical Society of America, 2021. – С. 12.
11. Бредихин В. И., Галанин М. Д., Генкин В. Н. Двухфотонное поглощение и спектроскопия // *Успехи физических наук*. – 1973. – Т. 110. – №. 5. – С. 3–43.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЖИРОВОЙ ТКАНИ *INVITRO* С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОКОПОЛОСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОГО И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

А. А. Скрыбыкина<sup>1,2</sup>, В. В. Костромькина<sup>1,2</sup>, Г. С. Рогожников<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова в г. Сарове, г. Саров

<sup>2</sup> ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров

## Введение

Актуальность исследования оптических характеристик биологических тканей обусловлена востребованностью введения в арсенал амбулаторных учреждений и стационаров неинвазивных и малоинвазивных методик диагностики заболеваний и их лечения. К таковым относятся различные виды оптической биопсии, оптической томографии и фотодинамической терапии. В настоящее время в этом направлении многими научными коллективами в России и за рубежом уже проделана колоссальная работа [1–5]. Отличительной особенностью большинства исследований является выбор видимого спектрального диапазона из-за доступности соответствующего оборудования [1–5]. Однако, расширение границ применимости методик в инфракрасную область может значительно повысить их чувствительность и специфичность из-за присутствия в данном диапазоне характерных маркеров состояния основных видов биологических тканей человека – жировой, соединительной, мышечной, эпителиальной, а также биологических жидкостей – крови, лимфы и т. д. [5]. В данной работе приводятся результаты исследований образцов жировой ткани животных *invitro*, а также веществ, которые можно будет использовать в качестве фантомов жировой ткани, в инфракрасном диапазоне 350–2400 нм, которые могут стать исходными базовыми данными для отработки оптических методик диагностики заболеваний человека [6–7].

## Постановка эксперимента

Для получения сведений о типе биологической ткани и ее состоянии используются как визуальные методики (исследование гистологических препаратов под микроскопом), так и спектральные (анализ спектров пропускания, поглощения и рассеяния оптического излучения гистологическими препаратами и живыми тканями). Последние являются наиболее подходящими для автоматизации процесса обработки информации и выдачи предварительного результата. Схема экспериментальной установки для анализа спектров пропускания гистологических препаратов представлена на рис. 1.

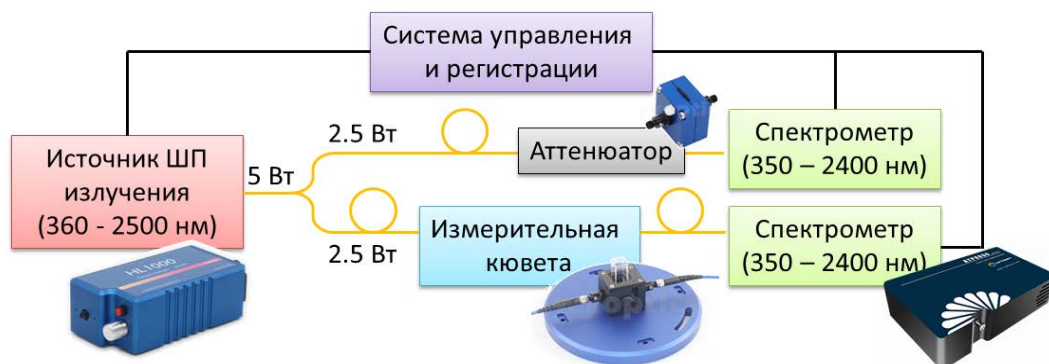


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Излучение от широкополосного галогенного источника ( $\lambda = 360\text{--}2500$  нм) мощностью 5 Вт при помощи коллимирующей линзы заводилось в многомодовый Y-световод с числовой апертурой  $NA = 0,22$  и диаметром сердцевины 550 мкм, где делилось в отношении 1:1 на два канала. Первый канал являлся референсным для контроля мощности и спектра источника, второй – измерительным. Излучение в измерительном канале попадало в кварцевую кювету с исследуемым образцом, походило сквозь него (в случае исследования пропускания) или рассеивалось назад (в случае исследования рассеяния) и собиралось соосно ( $0^\circ$  и  $180^\circ$  соответственно) расположенным многомодовым световодом с  $NA = 0,22$  и диаметром сердцевины 550 мкм, ведущим к широкополосному спектрометру ( $\lambda = 350\text{--}2400$  нм) с разрешением 0,5 нм в видимой области спектра и 3,5 нм в инфракрасной. Таким же спектрометром контролировалось излучение в референсном канале. Для кратного ослабления мощности излучения (1, 1/2, 1/4, 1/8) использовался калиброванный аттенюатор. Данные о спектральных характеристиках световых пучков, настройках спектрометров и источника собирались системой управления и регистрации на основе персонального компьютера и специализированного программного обеспечения. Перед началом исследования образцов было изучено влияние элементов схемы на характеристики оптического излучения. Исходный спектр широкополосного источника, и спектр излучения, прошедшего через световоды и пустую кювету приведены на рис. 2. Видно, что кварцевая кювета и широкополосные световоды из кварцевого стекла с низким содержанием ОН не вносят существенных изменений в регистрируемые данные.

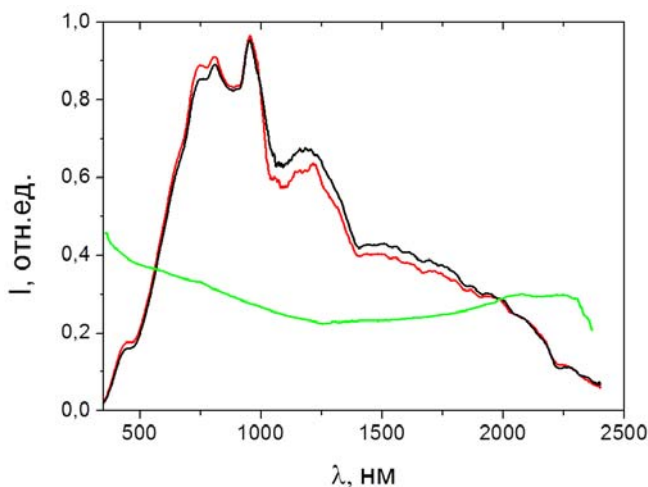


Рис. 2. Спектр излучения источника широкополосного излучения (черная кривая), спектр излучения, прошедшего через световоды и пустую кювету (красная кривая) коэффициент поглощения излучения кюветой и световодами (зеленая кривая) в  $\text{см}^{-1}$

### Обсуждение результатов

В серии экспериментов исследовались натуральные образцы жировой и мышечной ткани коровы, свиньи, курицы, эмульсии жиров такие как липофундин, а также часто используемый в эмульсиях жиров растворитель – нетоксичный трехатомный спирт глицерин, сложные эфиры которого сами по себе являются жирами [8]. На рис. 3 приведено пропускание мышечной ткани коровы и коэффициент поглощения данной ткани. Для сравнения приведены кривые, взятые из [9]. На рис. 4 – поглощение глицерина, зарегистрированное экспериментально, и данные из [10]. Совпадение спектральной картины в части местонахождения линий поглощения и пропускания говорит о работоспособности методики и используемой аппаратуры. Расхождения в абсолютных значениях пропускания и поглощения связаны со свойствами конкретного исследуемого образца – содержанием жира, соединительных тканей, плотностью мышечной ткани.

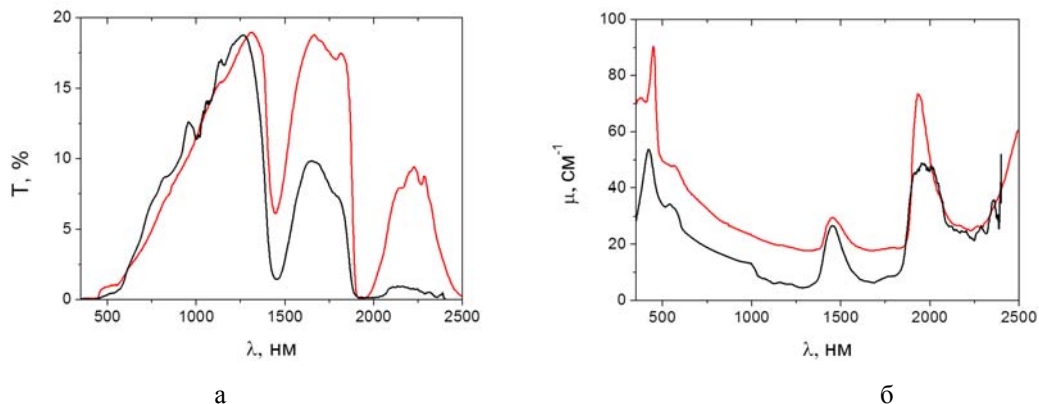


Рис. 3. Пропускание мышечной ткани коровы («а») и ее поглощение («б»). Черная кривая – экспериментальные данные, красная кривая – данные из [9]

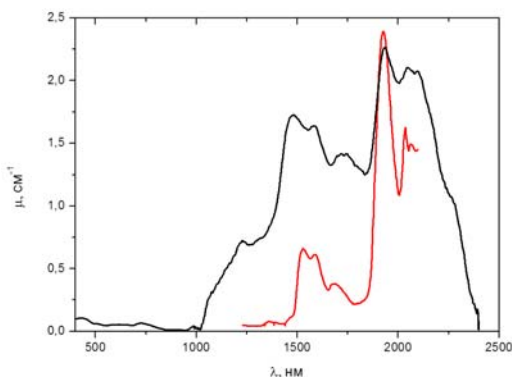


Рис. 4. Поглощение глицерина. Черная кривая – экспериментальные данные, красная кривая – данные из [10]

На рис. 5 приведены коэффициенты поглощения мышечной ткани свиньи, коровы и курицы в сравнении с поглощением в эмульсии жирных кислот – липофундине МСТ/ЛСТ 20 % (составна 1000 мл – 100 г соевого масла, 100 г триглицеридов, 25 г глицерина, 12 г лецитина, 0,2 г альфа-токоферола, 0,3 г олеата натрия). Видно, что характер поглощения в целом повторяется для натуральных образцов и несколько отличается для липофундина (что может быть связано с наличием в липофундинесоединений, нехарактерных для животной жировой ткани и стабилизирующих добавок) и глицерина.

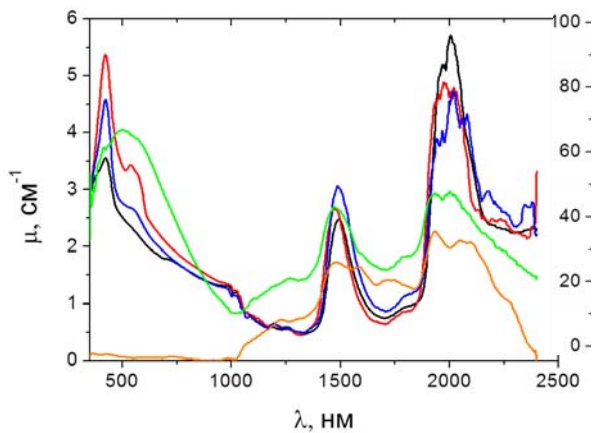


Рис. 5. Спектры поглощения мышечной ткани свиньи (черная кривая, правая шкала), коровы (красная кривая, правая шкала), курицы (синяя кривая, правая шкала), липофундина МСТ/ЛСТ 20 % (зеленая кривая, левая шкала) и глицерина (оранжевая кривая, левая шкала)

## Заключение

Проведенные экспериментальные исследования образцов жировой ткани животных (свиньи, коровы, курицы) *invitro*, а также липофундина и глицерина в широком диапазоне 350–2400 нм показывают схожесть в части спектральных особенностей, заключающихся в характерных областях поглощения и пропускания, а также абсолютных значениях измеряемых величин. Также можно сделать вывод о том, что липофундин в некоторых случаях может выступать фантомом жировой ткани в широком спектральном диапазоне (400–2400 нм), а глицерин – в диапазоне 1250–2400 нм. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейших исследований на животных *invivo*, а также стать исходными базовыми данными для отработки оптических методик диагностики заболеваний человека.

## Список литературы

1. Rodriguez-Diaz E., Kaanan S., Vanley Ch., et al. Toward optical spectroscopy-guided lung biopsy: Demonstration of tissue-type classification. *J. Biophotonics*. 14 (10). e202100132. 2021.
2. Artemyev D. N., Kukushkin V. I., Avraamova S. T., et al. Using the method of «optical biopsy» of prostatic tissue to diagnose prostate cancer. *Molecules*. 26 (7). 1961. 2021
3. Belkov S. A., Kochemasov G. G., Lyubynskaya T. E., et al. Optical spectra analysis for breast cancer diagnostics. *Appl. Phys. B*. 105. 641–648. 2011.
4. Spliethoff J. W., Prevoo W., Meier M. A. J., et al. Real-time In Vivo Tissue Characterization with Diffuse Reflectance Spectroscopy during Transthoracic Lung Biopsy: A Clinical Feasibility Study. *ClinicalCancerResearch*. 22 (2). 2016.
5. Nachabe R., Evers D. J., Hendriks B. H. W., et al. Effect of bile absorption coefficients on the estimation of liver tissue optical properties and related implications in discriminating healthy and tumorous samples. *Biomed. Opt. Exp*. 2. 600–614. 2011.
6. Zhu J., Freitas H. R., Maezawa I., et al. 1700 nm optical coherence microscopy enables minimally invasive, label-free, in vivo optical biopsy deep in the mouse brain. *Light Sci. Appl*. 10. 145. 2021.
7. Tang P., Wang R. K. 1700 nm broadband laser source enables deep brain optical biopsy. *Light Sci. Appl*. 10. 205. 2021.
8. Дьяконов И. А. Глицерин // *Химическая энциклопедия* : в 5 т. / М.: Советская энциклопедия, 1988., т. 1, С. 585. – 623 с.
9. Serafima A. Filatova, Ivan A. Shcherbakov, Vladimir B. Tsvetkov, «Optical properties of animal tissues in the wavelength range from 350 to 2600 nm», *J. Biomed. Opt*. 22(3), 035009 (2017).
10. Ken-ichi Izutsu, Yukio Hiyama, Chikako Yomota, Toru Kawanishi. Near-Infrared Analysis of Hydrogen-Bonding in Glass- and Rubber-State Amorphous Saccharide Solids, *AAPS PharmSciTech*, Vol. 10, No. 2, June 2009.

## УМЕНЬШЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЭФФЕКТОМ СВЕТ

*Смагин Иван Романович (oefimova@otd13.vniief.ru), Бондаренко Сергей Викторович*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

### Аннотация

Представлены результаты расчетов коэффициента отражения при облучении плоских пластиковых мишеней одним лазерным пучком при различных углах падения. В работе учитываются обратное тормозное поглощение и эффект Cross-Beam Energy Transfer (СВЕТ). Эффект СВЕТ приводит к перераспределению мощности лазерного драйвера из падающего излучения в отраженное от точки поворота. При расчетах используется модель автомодельной изотермической волны разрежения и квазистационарное приближение СВЕТ. Локализация области трехволнового резонанса, в которой происходит перераспределение мощности, определяется сдвигом частоты электромагнитного излучения между падающим и отраженным лазерными пучками.

**Ключевые слова:** Crossed-Beam Energy Transfer, коэффициент отражения, ионно-звуковая волна.

### Введение

Данная работа посвящена исследованию явления перераспределения лазерного излучения СВЕТ (Cross Beam Energy Transfer) в области трехволновых резонансов, образующейся при взаимодействии пересекающихся лазерных пучков посредством возбуждения ионно-звуковой волны в мишенной плазме. Физическая природа явления СВЕТ и процесса бреллюэновского рассеяния в плазме одинакова. Отличия эффекта СВЕТ от нелинейного рассеяния света при ВРМБ заключаются именно в наличии пар пересекающихся лазерных пучков, интенсивность которых изначально не мала. Поэтому существенное перерассеяние при СВЕТ происходит даже при небольших величинах взаимного усиления/ослабления лазерного излучения в паре лазерных пучков, [1–3].

Для случая прямого лазерного облучения мишени эффекты СВЕТ происходят в слое интенсивно разгружающейся мишенной плазмы. Высокая степень неоднородности разлетающейся корональной плазмы создает большие возможности для реализации условий трехволнового резонанса, для корректного определения пространственной локализации которого необходим учет доплеровского сдвига частоты лазерного излучения при его распространении в нестационарной плазме [4]. При этом согласно экспериментальным данным [1–2] эффект СВЕТ в мишенях прямого облучения приводит к увеличению потерь энергии лазерного драйвера за счет перекачки энергии из падающего излучения в отраженное от точки поворота.

В работе рассматривается частный случай явления СВЕТ при котором взаимодействие происходит между падающим и отраженным от точки поворота излучением одного и того же лазерного пучка [5] для случаев s- и p- поляризации при различных углах падения излучения на плоскую мишень из пластика. Для описания разлета плазменной короны использовалось известное аналитическое решение автомодельной изотермической волны разрежения [6]. При расчетах учитывались потери лазерного излучения на обратное-тормозное поглощение (ОТП). При этом на каждый момент времени задача рассматривалась как квазистационарная в приближении точечных трехволновых резонансов. При этом не учитывались эффекты насыщения СВЕТ, которые потенциально способны уменьшить наблюдаемый коэффициент отражения.



Рассмотрим плоскую одномерную задачу. Бесконечный линейно поляризованный лазерный пучок с постоянной во времени интенсивностью  $I_L = I_1^\infty$  падает на плоскую мишень под углом  $\theta$  относительно нормали к мишени. Пусть при этом начало координат совпадает с положением точки с критической электронов концентрацией электронов  $n_c = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda_L^2$ , где  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона,  $\lambda_L$  – длина волны падающего излучения. Выберем направление оси  $z$  вдоль внешней нормали к мишени. Для описания разлета плазменной короны воспользуемся автомодельным изотермическим решением [6], предполагая, что электронная температура  $T_e = \text{const}$ . В дальнейшем будем считать, что ионная температура  $T_i$  мала по сравнению с электронной. Введем автомодельную переменную  $\xi = z c_T / t$ , где  $t$  – время с момента начала лазерного импульса,  $c_T = \sqrt{\frac{k_B Z T_e}{M_i}}$  – изотермическая скорость ионного звука, где  $k_B$  – постоянная Больцмана, а  $M_i$  – масса среднего иона. В этом случае справедливы следующие выражения:  $n_e / n_c = \exp(-\xi)$ , где  $n_e$  – концентрация электронов в точке  $\xi$ ;  $V = (1 + \xi) c_T$ , где  $V$  – массовая скорость вещества.

Параметры относящиеся к падающему излучению будем обозначать нижним индексом «1», а к отраженному от точки поворота с координатой  $\xi_t = -2 \ln \mu$  – индексом «2». Введем безразмерные интенсивности  $i_1(\xi) = I_1(\xi) / I_1^\infty$ ,  $i_2(\xi) = I_2(\xi) / I_1^\infty$ . По аналогии с [5] запишем уравнения для безразмерных интенсивностей с учетом наклонного падения [7] и перехода к автомодельной координате, а также считая траектории лучей прямыми линиями:

$$\mu \frac{di_1}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2 + \Delta_{\text{ИБ}} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1 - e^{-\xi}}} i_1, \quad (1)$$

$$\mu \frac{di_2}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2 - \Delta_{\text{ИБ}} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1 - e^{-\xi}}} i_2, \quad (2)$$

где  $\gamma_s$  – безразмерный темп затухания ионно-звуковой волны,  $P_{\text{res}}(\eta(\xi)) = \frac{\eta(\xi) \gamma_s^2}{(\eta^2(\xi) - 1)^2 + \gamma_s^2 \eta^2(\xi)}$  –

резонансная функция [5], функция отстройки частот  $\eta(\xi)$  будет рассмотрена более подробно в следующем разделе,  $\Delta_{\text{СВЕТ}}$  и  $\Delta_{\text{ИБ}}$  – коэффициенты отвечающие за перекачку по механизму СВЕТ и ОТП, соответственно, и определяемые следующими выражениями:

$$\Delta_{\text{СВЕТ}} = \frac{k_L}{4} \mu^2 \left( \frac{m_e V_{\text{osc}}^2}{k_B T_e} \right) \cos^2 \theta_p c_T t, \quad (3)$$

$$\Delta_{\text{ИБ}} = \frac{4\sqrt{2\pi} \langle Z^2 \rangle n_c e^4 \ln \Lambda_e c_T t}{3c \frac{1}{Z m_e^2 (k_B T_e)^{3/2}}}, \quad (4)$$

где  $k_L = 2\pi c / \lambda_L$ ,  $V_{\text{osc}} = \frac{2e}{m_e \omega_L} \sqrt{\frac{2\pi I_L}{c}}$  – скорость осцилляций электронов в поле волны накачки в вакууме (для линейно поляризованного излучения),  $\omega_L$  – циклическая частота падающего лазерного излучения,  $\theta_p$  – угол между направлениями поляризации пучков,  $Z$  – средний заряд

ионов,  $\langle Z^2 \rangle$  – средний квадрат заряда ионов,  $\ln \Lambda_e$  – кулоновский логарифм электрон-ионных столкновений.

Введем предположение о том, что перекачка энергии происходит вблизи точки резонанса  $\xi_{res}$ . В этом случае можно рассматривать отдельно уменьшение интенсивности лазерного излучения за счет ОТП и перекачку по механизму СВЕТ в точке резонанса, где интенсивности пучков меняются скачком. Интенсивности пучков слева от  $\xi_{res}$  будем обозначать  $i_1^-$  и  $i_2^-$ , а интенсивности справа от  $\xi_{res}$  –  $i_1^+$  и  $i_2^+$ . Геометрия задачи представлена на рис. 1.

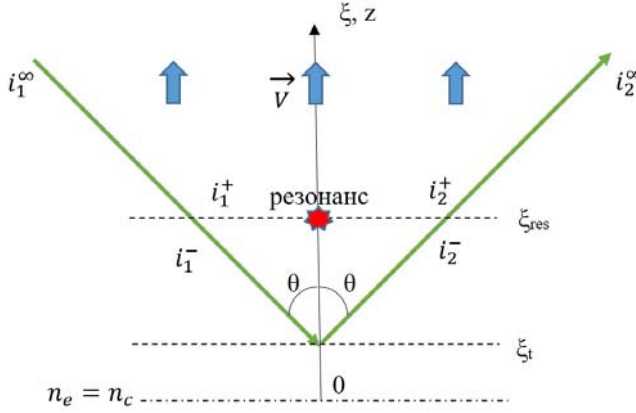


Рис. 1. Геометрия задачи

В начале рассмотрим изменение интенсивности лазерного пучка за счет ОТП без учета СВЕТ на всей его траектории. Запишем уравнение в общем виде уравнение для безразмерной интенсивности  $i$ , учитывая, что знак «+» берется для падающего излучения, а знак «-» для отраженного:

$$\mu \frac{di}{d\xi} = \pm \Delta_{IB} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1-e^{-\xi}}} i. \quad (5)$$

Далее запишем решение уравнения (5) в общем виде:

$$i(\xi) = C \exp\left(\pm \frac{2\Delta_{IB}}{3\mu} (2 + e^{-\xi}) \left(\sqrt{1-e^{-\xi}}\right)\right). \quad (6)$$

Найдем значение  $i_1^+$ :

$$i_1^+ = i_1^\infty \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left(2 - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (7)$$

Определим  $i_2^-$  с учетом прохода до точки поворота  $\xi_t$  и обратно:

$$i_2^- = i_1^- \exp\left(\frac{4}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left((2 + e^{-\xi_t}) \sqrt{1-e^{-\xi_t}} - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (8)$$

Запишем выражение для интенсивности второго пучка на выходе из плазмы  $i_2^\infty$ :

$$i_2^\infty = i_2^+ \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left(2 - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (9)$$

Запишем уравнения для перекачки по механизму СВЕТ без учета ОТП:

$$\mu \frac{di_1}{d\xi} = \Delta_{СВЕТ} \frac{e^{-\xi}}{1-e^{-\xi}} \frac{P_{res}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2, \quad (10)$$

$$\mu \frac{di_2}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2. \quad (11)$$

Система уравнений (10)–(11) имеет очевидный интеграл:

$$i_1 - i_2 = \text{const}. \quad (12)$$

Решение системы уравнений (10)–(11) можно представить в следующем виде:

$$\frac{i_1^-}{i_1^+} = \frac{i_2^+ - i_1^+}{i_2^+ \exp\left(-\left(i_2^+ - i_1^+\right)Q(\xi)\right) - i_1^+}, \quad (13)$$

$$\frac{i_2^-}{i_2^+} = \frac{i_2^+ - i_1^+}{i_2^+ - i_1^+ \exp\left(\left(i_2^+ - i_1^+\right)Q(\xi)\right)}, \quad (14)$$

где величину  $Q$  в приближении точечного резонанса можно представить в следующем виде:

$$Q \approx -\frac{\Delta_{\text{СВЕТ}}}{\mu} \frac{e^{-\xi_{\text{res}}}}{1 - e^{-\xi_{\text{res}}}} \int_0^{\infty} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} d\xi. \quad (15)$$

Для оценки интеграла в выражении (15) воспользуемся приближением, представленным в работе [5]:

$$\int_0^{\infty} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} d\xi \approx \frac{\pi}{2} \left| \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{\text{res}}}^{-1}. \quad (16)$$

Необходимо учесть, что в выражениях (13–14) значение  $i_2^+$  неизвестно, поэтому выразим величину  $i_2^+$  через  $i_2^-$ , воспользовавшись условием сохранения потока лазерного излучения (12):

$$i_2^+ = i_2^- - i_1^- + i_1^+. \quad (17)$$

Подставив выражение (17) в уравнение (13), после некоторых алгебраических преобразований получим трансцендентное уравнение относительно  $i_1^-$ :

$$i_1^- \left( i_2^- + i_1^+ - i_1^- \right) \exp\left(Q\left(i_1^- - i_2^-\right)\right) - i_1^+ i_2^- = 0. \quad (18)$$

Уравнение (18) может быть решено численно. Однако при этом необходимо осуществлять отбор нужного корня, путем подстановки получившихся корней уравнения (18) в выражение (13). Далее значение  $i_2^+$  легко находится по формуле (17).

Коэффициент отражения лазерного излучения с учетом эффекта СВЕТ  $R_{\text{IB+СВЕТ}}$  определяется следующим образом:

$$R_{\text{IB+СВЕТ}} = \frac{i_2^{\infty}}{i_1^{\infty}}. \quad (19)$$

Коэффициент отражения без учета СВЕТ  $R_{\text{IB}}$  также можно найти с помощью выражения (19) если положить, что  $i_1^- = i_1^+$  в формуле (8) и  $i_2^- = i_2^+$  в формуле (9).

Теперь осталось найти положение на автомодельном профиле точки резонанса  $\xi_{\text{res}}$  и величину

$\left| \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{\text{res}}}$ . Данному вопросу посвящен следующий раздел работы.

## Определение положения точки резонанса

При распространении в нестационарной плазме электромагнитное излучение испытывает сдвиг частоты  $\Delta\omega$ , связанный с изменением времени пролета  $t_f$  луча света по траектории между точками с координатами  $z_1$  и  $z_2$  [4]:

$$\Delta\omega = -\omega_L \left( \frac{\partial \tau_f}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_2}^{z_1} |k_z| dz = -\frac{\omega_L}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_2}^{z_1} \sqrt{\mu^2 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}} dz, \quad (20)$$

где  $\omega_{pl}$  – локальная плазменная частота,  $k_z$  –  $z$ -компонента волнового вектора  $k_L$ .

Перейдем теперь к автомодельной задаче и переменной  $\xi$ . В этом случае выражение для  $|k_z|$  принимает следующий вид:

$$|k_z| = k_L \left[ \mu^2 - e^{-\xi} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Будем обозначать сдвиг частоты для падающего излучения нижним индексом «1». Интеграл (20) надо в этом случае вычислять в пределах от  $\xi_{c_T} t$  до  $\infty$ :

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_L} = \frac{c_T}{2c} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\xi' e^{-\xi'} d\xi'}{\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi'}}}. \quad (22)$$

Интеграл в выражении (22) берется аналитически:

$$\frac{1}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\xi' e^{-\xi'} d\xi'}{\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi'}}} = -(2 + \xi) \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + |\mu| \xi + 2|\mu| \ln \left( |\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|). \quad (23)$$

Будем рассматривать локальную систему отсчета, связанную со скоростью потока вещества в точке  $\xi$ , при этом необходимо учесть, что сама среда движется с линейным профилем скорости  $V(\xi) = (1 + \xi)c_T$ , что приводит к следующему выражению:

$$\frac{\Delta\omega_1 + |k_z|V}{k_L c_T} = |\mu| \xi - \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + 2|\mu| \ln \left( |\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|). \quad (24)$$

Рассмотрим теперь сдвиг частоты отраженного лазерного излучения (индекс 2). Интеграл (22) надо теперь вычислять в пределах от точки поворота  $\xi_t$  до  $\xi$ . Переменным теперь является верхний предел. Дифференцируя и добавляя сдвиг частоты на траектории падения, а также сдвиг частоты [4] при отражении от движущейся со скоростью  $V_t = \xi c_T$  точки поворота, получаем:

$$\frac{\Delta\omega_2 - |k_z|V}{k_L c_T} = \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} - |\mu| \xi + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|) - 4|\mu| \ln |\mu| - 2|\mu| \ln \left( |\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right). \quad (25)$$

Теперь запишем выражение для аргумента резонансной функции  $\eta(\xi)$ :

$$\eta(\xi) = \frac{\Delta\omega_1 + |k_z|V - (\Delta\omega_2 - |k_z|V)}{\omega_s}, \quad (26)$$

где  $\omega_s$  – частота ионно звуковой волны, возбуждаемой пересекающимися пучками и определяемая следующим выражением:

$$\omega_s \approx 2k_L c_T \mu \sqrt{1 - e^{-\xi}}. \quad (27)$$

Подставив формулы (24), (25) и (27) в уравнение (26) получим окончательное выражение для  $\eta(\xi)$ :

$$\eta(\xi) = \frac{|\mu| \xi - \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + 2|\mu| \ln \left( |\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 4|\mu| \ln |\mu|}{\mu \sqrt{1 - e^{-\xi}}}. \quad (28)$$

Важное замечание: в рамках данной работы мы рассматриваем только перекачку из падающего излучения в отраженное. Этому соответствует условие резонанса  $\eta(\xi) = 1$ .

Положение точки трехволнового резонанса на автомодельном профиле может быть найдено путем численного решения уравнения (28) при подстановке значения  $\eta = 1$ .

Значение производной функции  $\eta(\xi)$  в точке резонанса можно представить в следующем виде:

$$\left| \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{res}} = \frac{1}{2\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}} \left( \frac{2\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}{\mu\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}} - \frac{e^{-\xi_{res}}}{\sqrt{1 - e^{-\xi_{res}}}} \right). \quad (29)$$

Таким образом получены все необходимые выражения для расчета  $R_{IB+СВЕТ}$ . Решение системы уравнений (17, 18) может быть получено, например, при помощи метода последовательных итераций. При этом на первом шаге учитывается только влияние ОТП и рассчитывается коэффициент  $Q(1)$  и значение  $R_{IB}$ . Затем на каждой последующей  $j$ -ой итерации подставляется значение  $Q(j-1)$  и рассчитывается значение  $R_{IB+СВЕТ}(j)$ .

## Результаты расчетов

На рис. 2 представлена зависимость  $\xi_{res}$  координаты точки трехволнового резонанса от угла падения  $\theta$ .

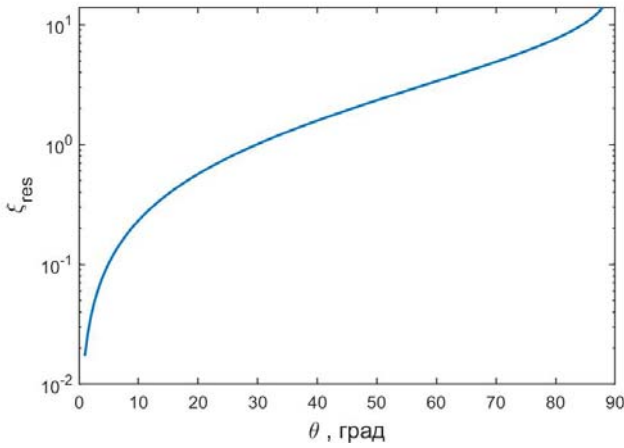


Рис. 2. Зависимость  $\xi_{res}$  от  $\theta$

Как видно из рис. 2, в рамках рассматриваемой автомодельной задачи при нормальном падении точка резонанса лежит на критической поверхности. Строго говоря, используемая физико-математическая модель не может корректно описать данный случай, поэтому мы ограничимся углами близкими к нормали. Примечательно также, что положение точки резонанса на автомодельном профиле зависит только от угла  $\theta$ , а не от параметров лазерного излучения и плазменной короны.

Расчеты проводились для плазмы состоящей в равных долях из ионов углерода и водорода ( $A = 6,5$ ). При этом плазма считалась полностью ионизованной ( $Z = 3,5$ ,  $\langle Z^2 \rangle = 18,5$ ). Расчеты проводились для второй третьей гармоник неодимового лазера. Также отдельно рассматривались случаи  $s$ - и  $p$ -поляризованного излучения. В первом случае направления поляризации падающего и отраженного пучков задавались одинаковыми ( $\cos^2\theta_p = 1$ ), а во втором они зависели от угла падения ( $\cos^2\theta_p = \cos^2 2\theta$ ). В качестве примера на рис. 3 представлены зависимости  $R_{СВЕТ+IB}$  в случаях  $s$ - и  $p$ -поляризации и  $R_{IB}$  от угла  $\theta$  при интенсивности лазерного пучка  $I_L = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_e = 3$  кэВ,  $t = 0,5$  нс. Здесь нужно уточнить, что электронная температура в плазменной короне в случае многоканальной лазерной установки определяется суммарной мощностью всех пучков. Поэтому в рамках данной работы мы рассматриваем  $I_L$  и  $T_e$  как независимые параметры.

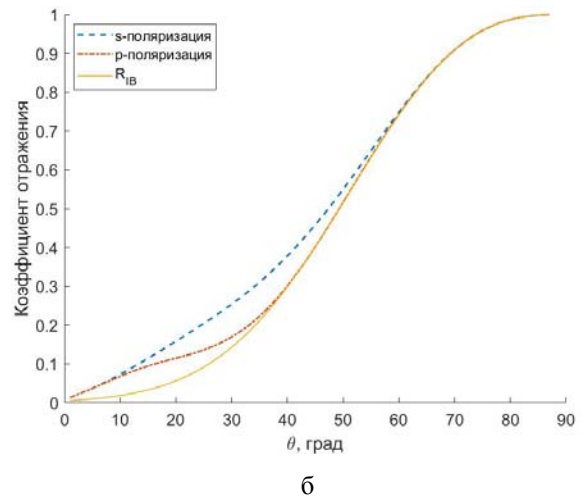
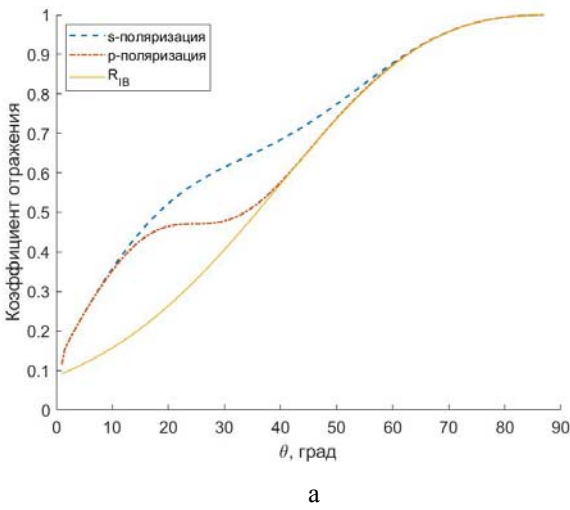


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения от  $\theta$  при  $I_L = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_e = 3$  кэВ,  $t = 0,5$  нс: а – вторая гармоника, б – третья гармоника

Как видно на рис. 3, учет эффекта СВЕТ приводит к существенному росту коэффициента отражения. Наиболее сильно эффект СВЕТ проявляется для s-поляризованного излучения. В случае р-поляризованного излучения эффект СВЕТ не оказывает существенного влияния на коэффициент отражения при углах больше 40° и его вклад стремится к нулю при  $\theta = 45^\circ$ . Также наблюдается уменьшение коэффициента отражения с уменьшением длины волны лазерного излучения, что обусловлено усилением ОТП и уменьшением инкремента  $\Delta_{\text{СВЕТ}}$ .

Также рассмотрим случай более мощного лазерного источника и протяженной плазменной короны. В качестве примера на рис. 4 представлены зависимости  $R_{\text{СВЕТ}+IB}$  в случаях s- и р-поляризации и  $R_{IB}$  от угла  $\theta$  при интенсивности лазерного пучка  $I_L = 1 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_e = 5$  кэВ,  $t = 1$  нс.

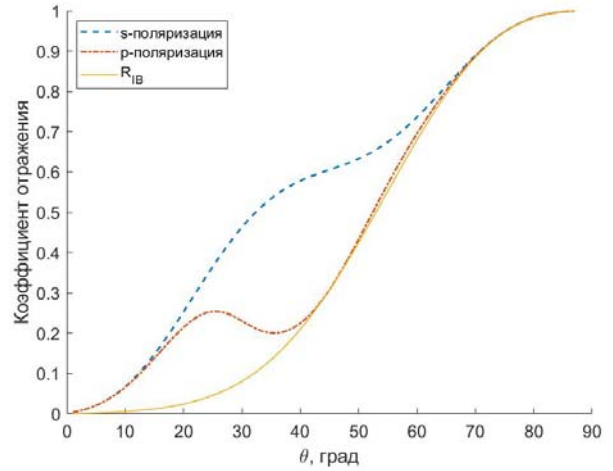
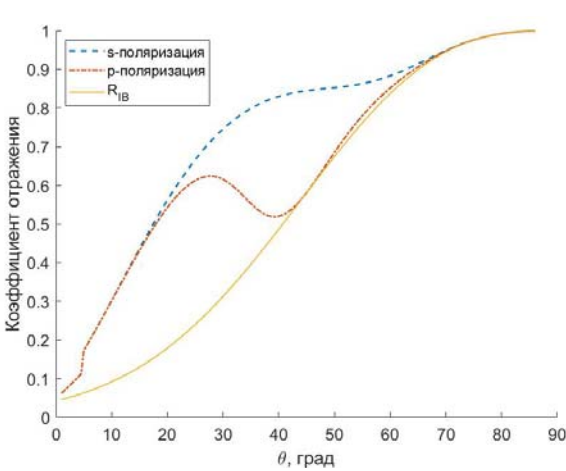


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения от  $\theta$  при  $I_L = 1 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_e = 5$  кэВ,  $t = 1$  нс: а – вторая гармоника, б – третья гармоника

Как видно на рис. 4, увеличения интенсивности лазерного пучка приводит к значительному росту коэффициентов отражения для обеих поляризаций. Как и на рис. 3 эффект СВЕТ проявляется в случае s-поляризованного излучения.

## Заключение

Разработана упрощенная физико-математическая модель, позволяющая найти коэффициент отражения излучения одного лазерного пучка с учетом эффекта СВЕТ для плоских мишеней с использованием приближения одномерной автомодельной изотермической волны разрежения при различных углах падения. Рассмотрены случаи s- и p- поляризованного излучения.

В качестве примера приведено сравнение коэффициентов отражения  $R_{\text{СВЕТ+IB}}$  (с учетом эффекта СВЕТ) и  $R_{\text{IB}}$  (без учета эффекта СВЕТ) для второй и третьей гармоник неодимового лазера при интенсивностях в одном пучке  $I_L = 2 \cdot 10^{14}$  и  $I_L = 1 \cdot 10^{15}$ , характерных для режимов искрового и ударного зажигания.

Согласно результатам расчетов эффект СВЕТ может приводить к существенному росту коэффициента отражения, особенно в случае s-поляризованного излучения для углов падения до  $50^\circ$ . В случае p-поляризованного излучения эффект СВЕТ оказывается малым при углах падения больше  $40^\circ$ . При этом переход от второй к третьей гармонике неодимового лазера способствует уменьшению коэффициента отражения за счет роста поглощения по обратному тормозному механизму и уменьшения уровня перекачки по механизму СВЕТ. Увеличение интенсивности лазерного пучка в свою очередь приводит к росту коэффициента отражения.

## Список литературы

1. Igumenshchev I. V. et al. Crossed-Beam Energy Transfer in implosion experiments on OMEGA // *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17, 122708.
2. Igumenshchev I. V. et al. Crossed-Beam Energy Transfer in direct-drive implosions // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, 056314.
3. Michel P. et al. Saturation of multi-laser beams laser-plasma instabilities from stochastic ion heating // *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, 056308.
4. Dewandre T., Albritton J., Williams E. Doppler shift of laser light reflected from expanding plasmas // *Physics of Fluids*. 1981. Vol. 24, N. 3. P. 528–534.
5. Randall C. J., Albritton J. R., Thomson J. J. Theory and simulation of stimulated Brillouin scatter excited by nonabsorbed light in laser fusion systems // *Physics of Fluids*. 1981. Vol. 24, N. 8, P. 1474–1484.
6. Manheimer W. N., Colombant D. G., Gardner J. H. Steadystate planar ablative flow // *Physics of Fluids*. 1982. Vol. 25, N. 9, P. 1644–1652.
7. Marion D. J. Y. et al. Modeling crossed-beam energy transfer for inertial confinement fusion // *Physics of Plasmas*. 2016. Vol. 23, 052705.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЕРКАЛА-КОМПЕНСАТОРА НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

*А. А. Сулбаев, С. А. Потанин, Б. С. Сафонов*

27 июля 2022

## 1. Краткий экскурс в адаптивную оптику

Турбулентность земной атмосферы создает неоднородности с разным показателем преломления, отчего качество изображения наземных телескопов ухудшается. Для исправления данных искажений Вавcock в 1953 [1] предложил использовать компенсатор волнового фронта, который в дальнейшем получил название адаптивной оптики с обратной связью. Современные системы АО действуют по схеме, показанной на рис. 1. Падающий свет, отражаясь от зеркал, разделяется на 2 пучка светоделительной пластинкой, один из которых идёт напрямую к матрице, а другой – на датчик волнового фронта. В это время компьютер считывает данные с датчика, производит расчёт и передаёт сигналы к зеркалам, которые уже исправляют искажённый волновой фронт.

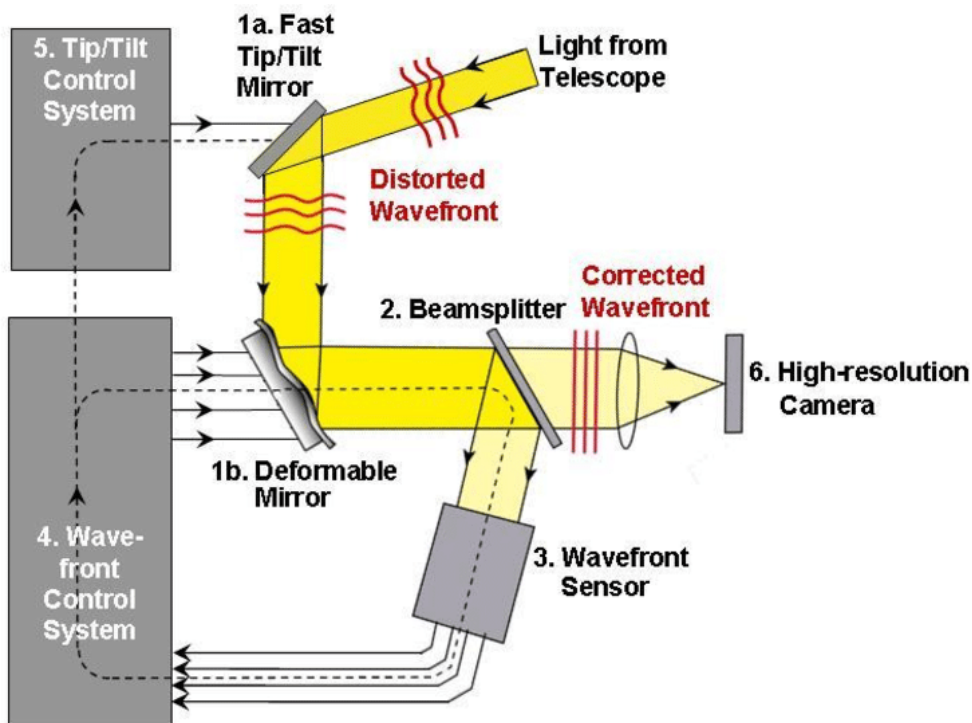


Рис. 1. Упрощённая схема действия АО

В паре с деформируемым зеркалом всегда используют зеркало–компенсатор наклона волнового фронта (Tip-tilt mirror). Его применение позволяет избавиться от «глобального» наклона, что позволит деформируемому зеркалу (deformable mirror) более точно подстроится под получившийся волновой фронт. Это позволяет использовать актюаторы с меньшей длиной хода, что выходит экономически выгоднее.

В астрономии адаптивная оптика используется для наблюдения за звёздами и галактиками, чей свет в атмосфере может искажаться или сливаться в одно световое пятно, если наблюдаемые



объекты расположены достаточно близко друг к другу. Дополнительные сложности для систем адаптивной оптики, применяемых в астрономии, создаёт слишком низкая для надёжной реконструкции волнового фронта яркость света от далёких звёзд и галактик.

Но как же нам численно оценить величину суммарных флуктуаций фазы (например атмосферы и двигателей монтировки)? Для этих целей очень удобно использовать полиномы Цернике.

Обозначим фазу световой волны, искаженной атмосферной турбулентностью, как  $\phi(\vec{r})$ , где  $\vec{r}$  – вектор двумерной координаты в плоскости зрачка. На некоторой круглой апертуре радиусом  $R$  эту фазу удобно представить в виде суммы полиномов Цернике [2]:

$$\phi(\vec{r}) \approx \sum_i^N a_i Z_i(\vec{r}/R). \quad (1)$$

Здесь  $Z_i$  — это полином номер  $i$ ,  $a_i$  — коэффициенты при полиномах, суммирование выполняется до некоторого  $N$ . Чем больше  $N$ , тем точнее выполняется аппроксимация (1). Полиномы Цернике представляют из себя произведение радиальных и сферических функций. Каждый из полиномов разных порядков отвечает за свою степень искажения волнового фронта (например, 5 и 6 порядки – отвечают за астигматизм, а 7 и 8 – за кому) (рис.2).

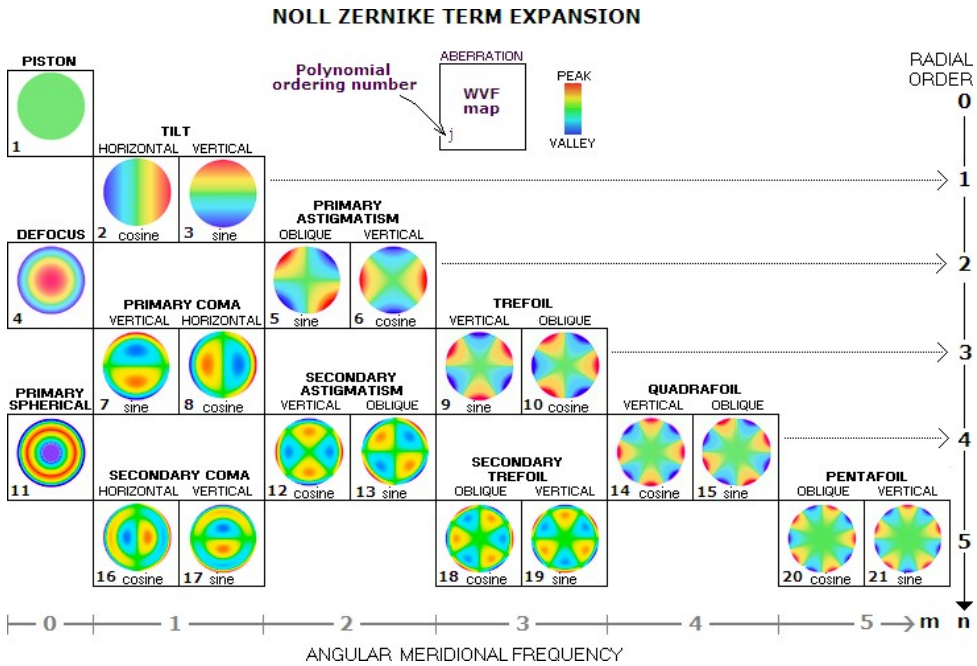


Рис. 2. Полиномы Цернике

Tip-tilt зеркала в силу своей конструкции способны компенсировать только полиномы первых радиальных порядков, так как последние описывают глобальный наклон поверхности:

$$Z_2 = 2\rho \cos(e), \quad Z_3 = 2\rho \sin(e), \quad (2)$$

где  $\rho$  – модуль радиус-вектора  $\vec{r}$ , нормированный на радиус апертуры;  $\rho$  меняется в диапазоне от 0 до 1,  $e$  – полярный угол. Подробнее рассмотрим дисперсию фазы волнового фронта. По определению, дисперсия некоторой величины  $x$ :

$$D(x) = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2. \quad (3)$$

$$D(x) = \langle x^2 \rangle, \quad (4)$$

$$\langle x \rangle^2 = 0$$

Полагая среднюю фазу равной нулю [2], для дисперсии фазы по зрачку можно записать:

$$\sigma_i^2 = \langle \phi^2 \rangle_R, \quad (5)$$

где  $\langle \rangle_R$  – усреднение по зрачку. В предположении Колмогоровской турбулентности для  $\sigma_i^2$  можно написать:

$$\sigma_i^2 = 1,0299 \left( \frac{2R}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (6)$$

Единицы измерения RAD<sup>2</sup>. Здесь  $r_0$  – радиус Фрида, величина, характеризующая интенсивность атмосферной турбулентности. Учитывая свойство ортонормальности полиномов Цернике, можно записать:

$$\sigma_i^2 \approx \sum_i^N -\sigma_i^2, \quad (7)$$

где  $\sigma_i^2$  – дисперсия фазы, соответствующая полиному номер  $i$ . Для второго и третьего полинома [2]:

$$\sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 0,448 \left( \frac{2R}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (8)$$

Дисперсия волнового фронта после коррекции наклонов составляет 13 % от исходной полной дисперсии. Таким образом исправление наклонов волнового фронта зеркалом tip-tilt в 7,6 раз ослабляет требования к диапазону движения деформируемого зеркала.

$$\langle a_{2,3} \rangle = (\Delta_1 - \Delta_2) + (\Delta_2 - \Delta_3) = 0,8959 \approx 89 \% \quad (9)$$

Для 70-см телескопа АЗТ-2 ожидается качество изображение 1.5" на длине волны 500 нм, что соответствует  $r_0 = 7$  см. Таким образом полное среднеквадратическое отклонение (СКО) фазы составит  $\sigma_i = 6,8$  RAD. СКО фазы, соответствующей наклонам волнового фронта, будет  $\sigma_{2,3} = 4,5$  RAD. Согласно определению полиномов Цернике, соответствующих наклонам (9), СКО угла наклона волнового фронта по одной координате  $\sigma_\alpha = 2\sigma_{2,3}(\lambda/(2\pi R))$ . Для АЗТ-2 ожидается  $\sigma_\alpha = 0,21''$ . Наклоны волнового фронта распределены по нормальному закону, следовательно, если зеркало будет обеспечивать наклон  $\pm 5\sigma_\alpha$ , то система будет работать в  $1-5 \times 10^{-7}$  случаев.

Также стоит указать на тот факт, что искажения вносятся не только атмосферой. Паразитные наклоны могут создаваться из-за, например, погрешностей ведения телескопа, дрожанием конструкции из-за ветра и т. д.

Еще предполагается использование этого зеркала для точной доводки и удержания объекта в центре поля зрения, что накладывает требования на наклон порядка 10 угловых секунд. Этот угол с запасом покрывает величину атмосферных искажений и других флуктуаций, поэтому на это значение и стоит опираться при расчете хода актюаторов. С помощью несложных формул тригонометрии получаем необходимый ход актюатора:

$$h = d \operatorname{tg} \left( \frac{\alpha}{2} \right) \approx 10 \text{ мкм} \quad (10)$$

где  $\alpha = 10''$ , а  $d = 10$  мм – апертура tip-tilt зеркала.

Почему недостаточно двигать телескопом? Исходя из того, что характерное время когерентности атмосферы составляет порядка 3 мс, можно с уверенностью сказать, что «подруливать» целым телескопом будет невозможно, так как это нужно делать на частоте порядка 300 Гц, а этому мешают двигатели монтировки, что не имеют особой скорости и точности для таких задач и телескоп, который имеет значительную инерцию.

## 2. Как устроены зеркала компенсации наклонов? Пьезоактюаторы, катушки.

Зеркала компенсации наклонов – плоские. Они крепятся к пьезоактюаторам, которые целиком ими управляют.

Как пример, рассмотрим PI-S330, установленный на 1,3 метровом телескопе [3]. Это пьезоактюатор с двумя ортогональными осями, имеющий разрешение в 0,5 микрорадиан при боковом наклоне в 10 миллирадиан. Он рассчитан на высокие частоты работы – до 1.6 кГц, имеет превосходную стабильность и работает с зеркалами диаметром более 50 мм.

В нашей же экспериментальной установке мы использовали весьма простую и доступную схему установки зеркала. Была сделана стеклянная подложка, к которой приклеивались пьезоактюаторы. Для увеличения диапазона наклонов актюаторы были наклеены друг на друга и соединены параллельно (рис. 3).

Самих точек крепления было четыре, что потребовало как минимум 2 канала управления, о чем пойдёт речь в следующем параграфе.

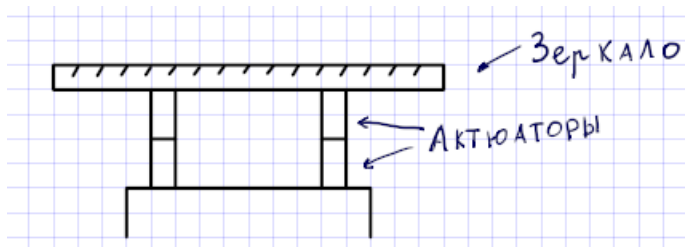


Рис. 3. Устройство зеркала с актюаторами

Зеркало на катушках<sup>1</sup>.

## 3. Как производится измерение наклонов волнового фронта?

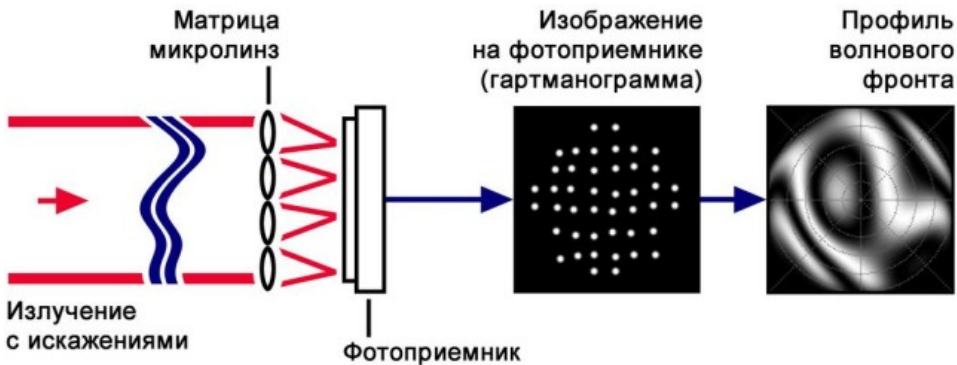


Рис. 4. Принцип действия датчика Шака-Гартмана

Согласно схеме, представленной выше, излучение попадает на датчик Шака Гартмана, который представляет из себя матрицу из микролинз, сложенных достаточно плотно. Приходящий искажённый волновой фронт по разному преломляется в данных линзах, и в постобработке на ПК на выходе получается профиль искажённого фронта. Затем через ПК происходит управление зеркалами. Значения напряжений на актюаторы рассчитываются при помощи наложения различных полиномов Цернике на получившуюся картину искажённого волнового профиля.

<sup>1</sup> <https://www.physikinstrumente.com/en/products/rotation-stages/v-931-high-dynamics-pimag-voice-coil-tiptilt-platform-412418468/specification>

## 4. Практическое тестирование возможностей зеркала

Для исследования характеристик зеркала (АЧХ и ФХ), мы собрали всё необходимое в лаборатории на базе КГО и начали работу со сборки стенда. Выше мы уже указали устройство зеркала в сборе с актюаторами. Сама схема весьма проста по виду: светодиод (вскоре заменённый лазером) светит через диафрагму диаметром 20 микрон. Луч попадает на зеркало, отражается от него, проходит через собирающую линзу и фиксируется камерой FLIR BFS-PGE-16S2M-CS (рис. 5). Все видео с большим трудом (из-за недостаточной мощности ноутбука) снимались на экспозиции в 1 миллисекунду на 786 FPS. Для фиксации задержки по фазе рядом с диафрагмой был прикреплён светодиод, напрямую соединённый с генератором.

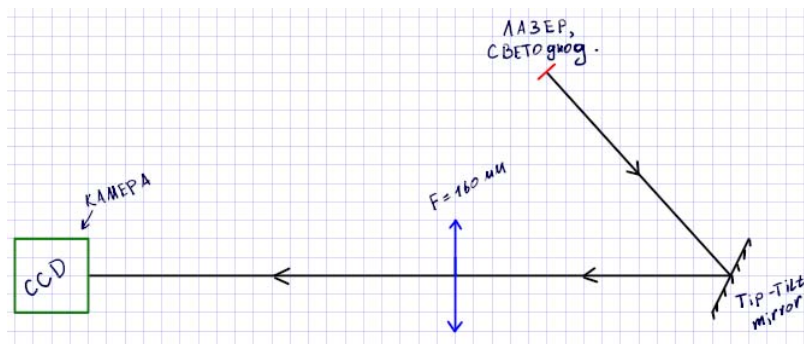


Рис. 5. Примерная оптическая схема установки

Для работы актюаторов было необходимо 2 величины напряжения: средняя точка (порядка 16–30 В) и максимум (30–60 В). Эти значения были обеспечены самодельным блоком управления. Он состоит из связки четырёх блоков питания и операционных усилителей с коэффициентом усиления около 16. В качестве генератора был использован ГЗ-34. Напряжение варьировалось от 1 до 3 вольт.

## 5. Программная обработка данных

Для обработки была написана программа на Python. Для определения фазовой характеристики строился график колебаний яркости светодиода, напрямую соединённого с генератором и одновременно с ним ещё один график, который показывал положение отражения лазера (с большей амплитудой). В ходе анализа зависимостей фазовой задержки выявлено не было до частоты в 320 герц. Дальнейшие измерения были бесполезны из-за недостаточной частоты видеозаписи (рис. 6).

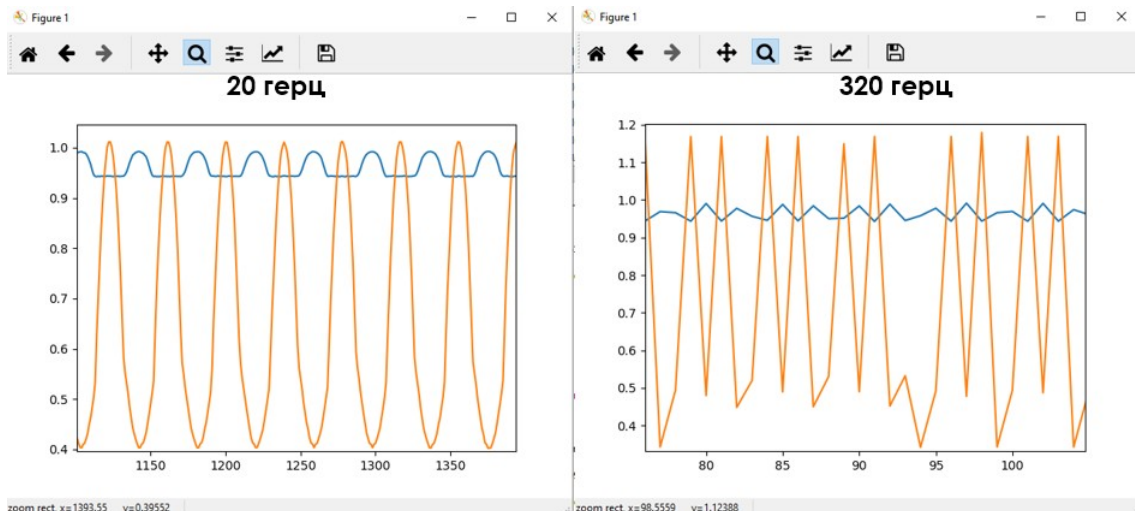


Рис. 6. Вычисление ФХ

Для вычисления АЧХ было принято решение снимать один кадр с экспозицией в 10 мс. Напряжение на генераторе также было уменьшено с 3 до 1 вольта для безопасности. Был заснят промежуток частот от 20 до 1600 герц. По итогу программной обработки было выявлено 2 резонансных частоты: 400 и 900 герц. Для нормальной работы на телескопе нам достаточно частоты колебаний зеркала в 200 герц.

### **Итоги исследования**

По итогу данного тестирования можно смело сделать вывод, что даже зеркало–компенсатор наклонов волнового фронта «кустарного» производства вполне соответствует необходимыми требованиями для астрономических наблюдений.

В будущем планируется установка этого зеркала на 70-см телескоп АЗТ-2 в ГАИШ г. Москва. Будет произведено тестирование системы обратной связи, датчика Шака-Гартмана и первого образца деформируемого зеркала

### **Список литературы**

1. Babcock H. W. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing., 65(386):229, October 1953.
2. Noll R. J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917–1983)*, 66:207–211, March 1976.
3. Sreekanth Reddy Vallapureddy, Ravinder Kumar Banyal, Sridharan Rengaswamy, P. Umesh Kamath, and Aishwarya Selvaraj. Development of image motion compensation system for 1,3 m telescope at Vainu Bappu Observatory. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 20(1):012, January 2020.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ Zn:CrSe ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

*Хлебников Алексей Александрович (oefimova@otd13.vniief.ru), Волков Михаил Валерьевич, Мищенко Григорий Михайлович, Стариков Федор Алексеевич*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

### Аннотация

Разработаны 3D физико-математическая и численная модели твердотельного одномодового непрерывного Cr:ZnSe лазера с подвижным активным элементом на основе решения волнового параболического уравнения. При численном решении параболического уравнения использовалась конечно-разностная схема интегрирования и расщепление по физическим процессам и направлениям.

В расчетах учитывались оптические неоднородности, вызванные нагревом подвижного активного элемента в процессе лазерной генерации. Профили температуры активного элемента определялись в ходе последовательного проведения энергетических и тепловых расчетов и использовались в качестве входных данных для нахождения пространственной структуры моды резонатора. Проведено сравнение полученных с помощью модели результатов с опубликованными экспериментальными данными и показано их хорошее согласие.

**Ключевые слова:** 3D моделирование, волновое параболическое уравнение, оптические неоднородности

## NUMERICAL MODELING OF Zn:CrSe LASER OPERATION BASED ON THE EQUATION OF THE 3D PARABOLIC WAVE EQUATION

*Khlebnikov Aleksey Aleksandrovich (oefimova@otd13.vniief.ru), Volkov Mikhail Valerievich, Mischenko Gregory Mikhailovich, Starikov Feodor Alekseevich*

FSUE «RFNC – VNIIEF», Sarov, Nizhny Novgorod region, Russia

### Abstract

Physical-mathematical and numerical wave 3D models of solid-state single-mode CW Cr:ZnSe laser have been developed. The finite-difference mesh, physical process and direction separation were used to solve the 3D parabolic wave equation.

Optical inhomogeneous induced by the mobile active element heating during the laser generation were demonstrated in the calculating. The temperature profiles of the active element were computed by the successive thermal and energy calculations. These profiles were used as the input data to find resonator mode spatial structure. The results of numerical solution were compared with the experimental data. Good correspondence was observed.

**Key words:** 3D modeling, wave parabolic equation, optical inhomogeneous

Основная проблема, ограничивающая выходную мощность и качество выходного излучения твердотельных лазеров – это организация эффективного теплоотвода. В случае кристаллов Cr:ZnSe эта проблема особенно остра из-за большого значения термооптической постоянной  $dn/dT$ . Поэтому в активных элементах возникают очень сильные тепловые линзы, выводящие резонатор лазера из области устойчивости. Как следствие – мощность, полученная в традиционных лазерных схемах при использовании Cr:ZnSe, невысока. Очевидно, что получение высокой выходной мощности в непрерывном режиме при сохранении удовлетворительной расходимости лазерного излучения возможно только в схемах, где роль тепловой линзы минимальна. К таким вариантам можно отнести схему с подвижными активными элементами (АЭ), что позволяет «размазать» тепло по большому объему и осуществлять теплообмен на довольно большой площади активного элемента, а фокусировка излучения накачки в малый объем позволяет получать одномодовую генерацию с довольно высоким значением оптического КПД.

Целью данной работы были создание расчетных моделей одномодового непрерывного Cr:ZnSe лазера с подвижным активным элементом на основе решения волнового параболического уравнения и анализ пространственных характеристик излучения.

### Численная модель Cr:ZnSe на основе решения трехмерного волнового уравнения

Численная 3D модель Cr:ZnSe лазера для расчета пространственных характеристик лазерного излучения основана на решении трехмерного волнового уравнения в параболическом приближении. Входными параметрами в этой модели являются распределения коэффициента усиления слабого сигнала и показателя преломления в активном элементе. Коэффициент усиления слабого сигнала оценивался исходя из плотности мощности накачки, а распределение показателя преломления – на основе результатов моделирования нагрева вращающихся активных элементов Cr:ZnSe лазера. Модель позволяет находить стационарное распределение амплитуды лазерного поля в устойчивом резонаторе при одномодовой генерации и, соответственно, пространственные характеристики выходного излучения.

Распределение лазерного поля внутри резонатора находилось путем решения временной задачи до выхода на стационар. Для расчета распространения лазерного излучения внутри активного элемента использовалось волновое уравнение в параксиальном приближении в декартовых координатах [1]:

$$2ik_0n_0\left(\frac{1}{c}\frac{\partial E(x,y,z)}{\partial t} + \frac{\partial E(x,y,z)}{\partial z}\right) + \Delta E(x,y,z) + k_0^2\left[-i\frac{n_0}{k_0}\alpha(x,y) + n^2(x,y) - n_0^2\right]E(x,y,z) = 0, \quad (1)$$

где  $E(x, y, z)$  – комплексная амплитуда поля,  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – оператор Лапласа по поперечным координатам,  $n_0$  – исходный показатель преломления в активной среде,  $n(x, y)$  – показатель преломления в среде при нагреве,  $\alpha(x, y)$  – коэффициент усиления,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $c$  – скорость света.

В рассматриваемой постановке, предполагалось, что показатель преломления внутри активной среды  $n(x, y)$  и коэффициент усиления  $\alpha(x, y)$  не зависят от координаты  $z$ .

При помощи замены  $t = z - ct$  уравнение (1) сводится к следующему уравнению:

$$2ik_0n_0\frac{\partial E(x,y,z)}{\partial z} + \Delta E(x,y,z) + k_0^2\left[-i\frac{n_0}{k_0}\alpha(x,y) + n^2(x,y) - n_0^2\right]E(x,y,z) = 0, \quad (2)$$

Заменим  $n^2(x, y) - n_0^2$  на  $2n_0(n(x, y) - n_0)$ , и введем  $k = k_0n_0$ , тогда получим:

$$2ik\frac{\partial E(x,y,z)}{\partial z} + \Delta E(x,y,z) + 2k^2\frac{\delta n(x,y)}{n_0}E - ik\alpha(x,y)E(x,y,z) = 0, \quad (3)$$

где  $\delta n(x, y) = n(x, y) - n_0$ .

Данное уравнение решается следующим образом: уравнение (3) расщепляется по физическим процессам и на каждом шаге по  $z$  последовательно решается 3 уравнения:

$$2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} + \Delta E(x, y, z) = 0, \quad (4)$$

$$2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} + 2k^2 \frac{\delta n}{n_0} E(x, y, z) = 0, \quad (5)$$

$$2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} + ik\alpha E(x, y, z) = 0. \quad (6)$$

Схема интегрирования системы уравнений (4–6) следующая. Сначала решается уравнение (6) с шагом  $dz$ . Полученное решение используется в качестве начальных данных для решения уравнения (5) с шагом  $dz$ . После решается уравнение (4) с шагом  $dz$ .

При численном решении уравнения (4) используется расщепление по направлениям  $x$  и  $y$ . В основе методики интегрирования уравнения (4) лежит разностная схема  $E_i^{l+1} - E_i^l + \Delta(\theta_1 E_i^{l+1} + \theta_2 E_i^l) = 0$  [2]. Здесь  $i$  – индекс по продольной координате,  $l$  – по поперечной

координате и введены обозначения:  $\theta_1 = \frac{\rho + i\tau}{2}$ ,  $\theta_2 = \frac{-\rho + i\tau}{2}$ ,  $\tau = \Delta z / (2k \Delta x \Delta y)$  – число Куранта,

$\Delta E_i = E_{i+1} - 2E_i + E_{i-1}$  – поперечный разностный оператор. При помощи параметра  $\rho$  регулируется точность разностной схемы. Например, при  $\rho = 0$  это известная схема Кранка-Николсона, при  $\rho = 1/6$  – схема повышенного порядка точности. В расчетах всегда использовалась квадратная область размером  $D_x = D_y = D$ , с равным количеством счетных ячеек по осям  $x$  и  $y$   $N_x = N_y = N$ .

Распределение поля лазерного излучения в резонаторе описывается системой параболических уравнений для комплексных амплитуд двух встречных волн  $E_L(x, y, z)$  и  $E_R(x, y, z)$ , которые имеют вид:

$$2ik \frac{\partial E_L(x, y, z)}{\partial z} + \Delta E_L(x, y, z) + 2k^2 \frac{\delta n(x, y)}{n_0} E_L(x, y, z) - ik\alpha(x, y) E_L(x, y, z) = 0, \quad (7)$$

$$2ik \frac{\partial E_R(x, y, z)}{\partial z} + \Delta E_R(x, y, z) + 2k^2 \frac{\delta n(x, y)}{n_0} E_R(x, y, z) - ik\alpha(x, y) E_R(x, y, z) = 0.$$

Внутри активного элемента каждое из уравнений (7) решается по описанной выше схеме. Вне активного элемента с целью уменьшения времени расчета распространение лазерного излучения рассчитывалось с помощью интеграла Френеля с использованием алгоритма БПФ.

Отражение лазерного излучения от зеркал учитывается в виде граничных условий:

$$E_R(x, y, 0) = \sqrt{R_1} \cdot \exp\left(-\frac{ik(x^2 - y^2)}{2F_1}\right) E_L(x, y, 0), \quad (8)$$

$$E_L(x, y, L_z) = \sqrt{R_2} \cdot \exp\left(-\frac{ik(x^2 + y^2)}{2F_2}\right) E_R(x, y, L_z).$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора,  $F_1$  и  $F_2$  – фокусные расстояния зеркал резонатора,  $L_z$  – длина резонатора.

Поскольку для торцевой накачки используются волоконные тулиевые лазеры, считалось, что в активном элементе распределение мощности накачки по радиусу имеет гауссов профиль с размером  $\omega_{\text{нак}}$ . Коэффициент усиления в активной среде записывался в виде:



$$\alpha = \alpha_0 \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2(x-x_0)^2}{\omega_{\text{нак}}^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2(y-y_0)^2}{\omega_{\text{нак}}^2}\right)}{1 + \frac{|E|^2}{I_{\text{sat}}}}, \quad (9)$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент усиления слабого сигнала,  $I_{\text{sat}}$  – интенсивность насыщения,  $|E|^2 = |E_L|^2 + |E_R|^2$  – интенсивность лазерного излучения.

Качество генерируемого лазерного пучка характеризовалось с помощью параметра  $M^2$ , который вычислялся на основе методики, описанной в ГОСТе [3]. Для этого в области пространства между активным элементом и выходным зеркалом в нескольких плоскостях перпендикулярных оптической оси лазера  $z$  вычислялись моменты первого порядка по формулам:

$$\bar{x}(z) = \frac{\iint I(x, y, z) x dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad \bar{y}(z) = \frac{\iint I(x, y, z) y dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad (10)$$

где  $I(x, y)$  – распределение интенсивности лазерного пучка в заданной плоскости, и моменты второго порядка:

$$\alpha_x^2(z) = \frac{\iint I(x, y, z) (x - \bar{x})^2 dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad \alpha_y^2(z) = \frac{\iint I(x, y, z) (y - \bar{y})^2 dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad (11)$$

$$\alpha_{xy}^2(z) = \frac{\iint I(x, y, z) (x - \bar{x})(y - \bar{y}) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}.$$

Затем в каждой плоскости вычислялся диаметр лазерного пучка по осям  $x$  и  $y$  по формулам:

$$d_x(z) = 2\sqrt{2} \left( \sigma_x^2 + \sigma_x^2 + 2|\sigma_{xy}^2| \right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$d_y(z) = 2\sqrt{2} \left( \sigma_x^2 + \sigma_x^2 - 2|\sigma_{xy}^2| \right)^{1/2}.$$

Полученные зависимости аппроксимировались методом наименьших квадратов в виде:

$$d_x(z) = \sqrt{a_x + b_x z + c_x z^2}, \quad (13)$$

$$d_y(z) = \sqrt{a_y + b_y z + c_y z^2}.$$

Тогда параметр  $M^2$  по осям  $x$  и  $y$ :

$$M_x^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4a_x c_x - b_x^2}, \quad (14)$$

$$M_y^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4a_y c_y - b_y^2}.$$

На основе физико-математической модели была написана компьютерная программа для расчета пространственных характеристик излучения Cr:ZnSe лазера.

### Моделирование оптических неоднородностей в подвижных активных элементах

Было проведено численное моделирование тепловых неоднородностей в подвижных активных элементах из Cr:ZnSe. Задача нагрева подвижного активного элемента является трехмерной

и нестационарной. Решение такой задачи требует очень больших объемов памяти и временных затрат. Для сокращения времени счета задача теплопроводности для подвижного активного элемента разбивалась на две части: стационарную и нестационарную. На первом этапе тепловыделение «размазывается» по трэку излучения накачки и находится примерное распределение температуры в АЭ. Полученное при решении стационарной задачи распределение температуры далее используется в качестве начальных условий для нестационарной задачи.

На рис. 1 показано характерное распределение температуры в области пучка накачки и его сечение при  $x = 0$  мм.

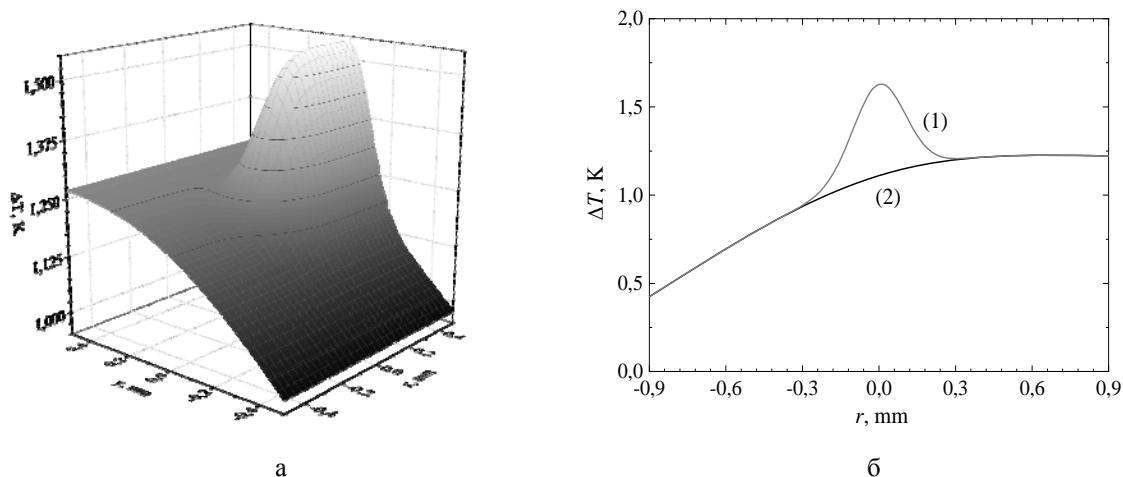


Рис. 1. Характерное распределение температуры в области пучка накачки (а) и его сечение при  $x = 0$  мм (б) кривая (1) – неоднородность, связанная с нагревом среды за время прохода через область накачки кривая (2) – клин и линзоподобная неоднородность

Возникающие в процессе работы лазера тепловые неоднородности имеют плавное распределение. Их можно разделить на три составляющие. Первая – неоднородность, связанная с нагревом среды непосредственно за время прохода через область накачки. Эта неоднородность определяется только плотностью тепловыделения и никак не связана с системой охлаждения активного элемента. Величина этой неоднородности обратно пропорциональна скорости вращения активного элемента и прямо пропорциональна мощности излучения накачки. Две другие неоднородности – клин и линзоподобная неоднородность в радиальном направлении. Они связаны с отводом тепла из активной области и напрямую зависят от мощности накачки. Можно заключить, что качество пучка в Cr:ZnSe лазерах напрямую зависит от скорости движения активного элемента. Предельная мощность генерации определяется эффективностью резонатора и системы охлаждения активного элемента.

### Моделирование экспериментов, описанных в открытых источниках

Для апробации физико-математических моделей был проведен расчетный анализ экспериментов, в которых была получена генерация на вращающихся активных элементах из Cr:ZnSe. Серия рассматриваемых экспериментов проводилась в США в компании IPG Photonics и подробно описана в работе [4].

На рис. 2 показан кольцевой активный элемент с указанием размеров и детальный вид оптико-механической системы [4].

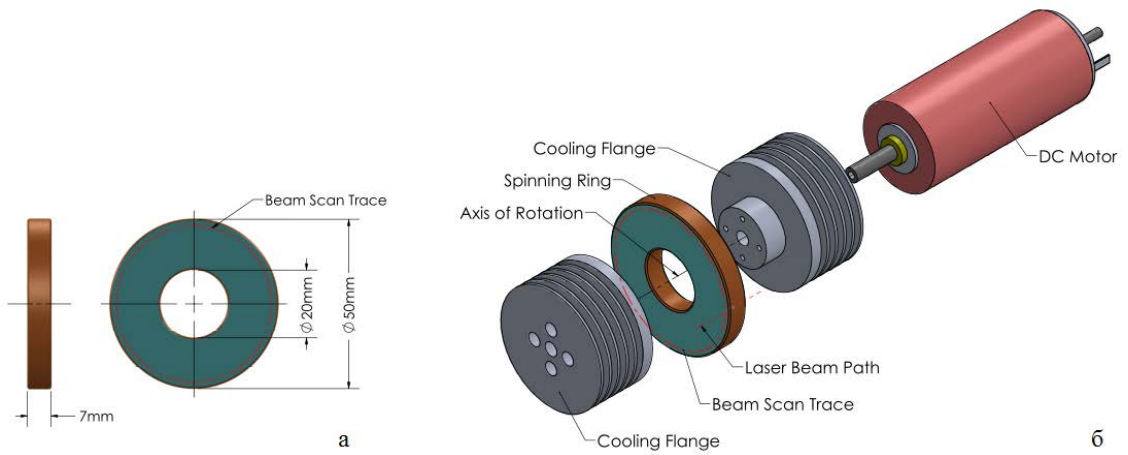


Рис. 2. Конструкция лазерной системы, основанной на технологии вращающегося активного элемента [4]: кольцевой активный элемент из Cr:ZnSe (а) и детальный вид оптико-механической системы (б)

Активный элемент кольцевой формы из Cr:ZnSe толщиной 7 мм и с концентрацией ионов хрома  $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  был установлен на ось мотора и вращался со скоростью 9500 оборотов в минуту ( $\sim 158 \text{ Гц}$ ). Кольцевой активный элемент закреплялся между двумя фланцами, которые охлаждались окружающим воздухом. Для лучшего теплового контакта между активным элементом и фланцами использовалась индиевая фольга. В качестве источника накачки использовались один или два непрерывных волоконных тулиевых лазера мощностью  $\sim 120 \text{ Вт}$  с длиной волны 1908 нм. При мощности излучения накачки более 100 Вт использовалось дополнительное охлаждение двумя струями сжатого воздуха.

На рис. 3 показан боковой вид оптико-механической системы [4] с нумерацией точек, в которых снимались показания температуры. Положение активного элемента соответствует значениям указанных точек от  $-0,5$  до  $0,5$ . А на рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные профили температуры на радиаторах и активном элементе. Пунктиром здесь обозначены границы активного элемента. Как видно из рисунка, результаты расчетов хорошо совпадают с расчетными значениями температур из работы [4] в области АЭ и с экспериментальными температурами на дальних от АЭ ребрах радиатора. Наибольшие различия проявляются в области радиатора, близкой к активному элементу. Видимо, это связано с принятым в расчетах приближением постоянного коэффициента теплообмена на всей боковой поверхности радиатора.

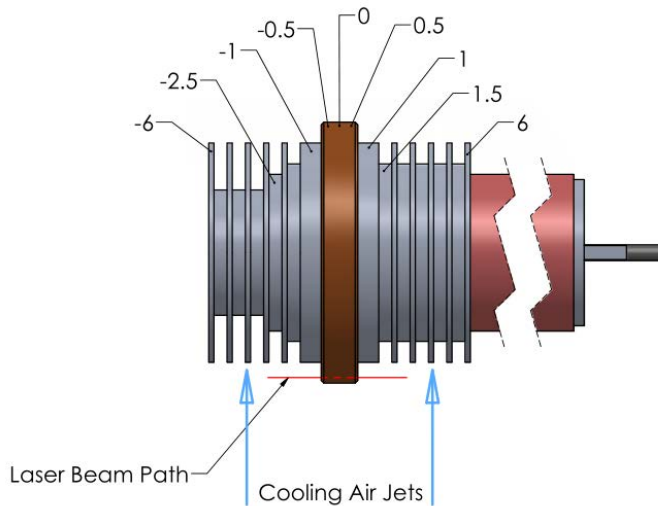


Рис. 3. Боковой вид оптико-механической системы [4] с нумерацией охлаждающихся пластин радиатора (а)

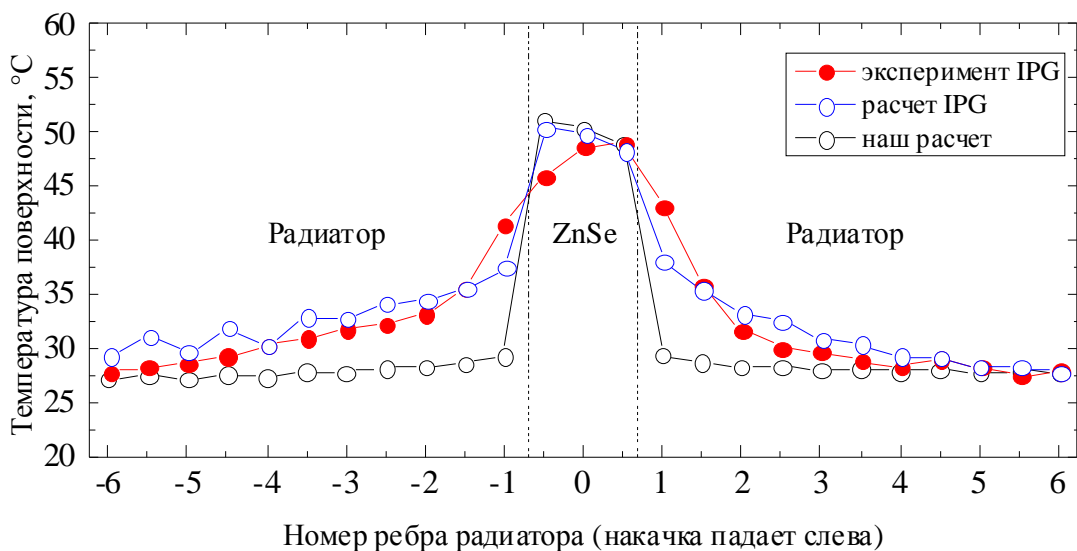


Рис. 4. Температурные профили на радиаторах и активном элементе

Таким образом, можно заключить, что условия, задаваемые в расчетах, позволяют адекватно моделировать условия охлаждения АЭ.

Далее были оценены оптические неоднородности, возникающие в АЭ из Cr:ZnSe в процессе генерации на длине волны 2,94 мкм. На рис. 5 приведены расчетные зависимости параметров распространения  $M^2$  для выходного лазерного излучения от положения линзы в резонаторе. Параметр  $M_x^2$  соответствует тангенциальному направлению, а параметр  $M_y^2$  – радиальному направлению.

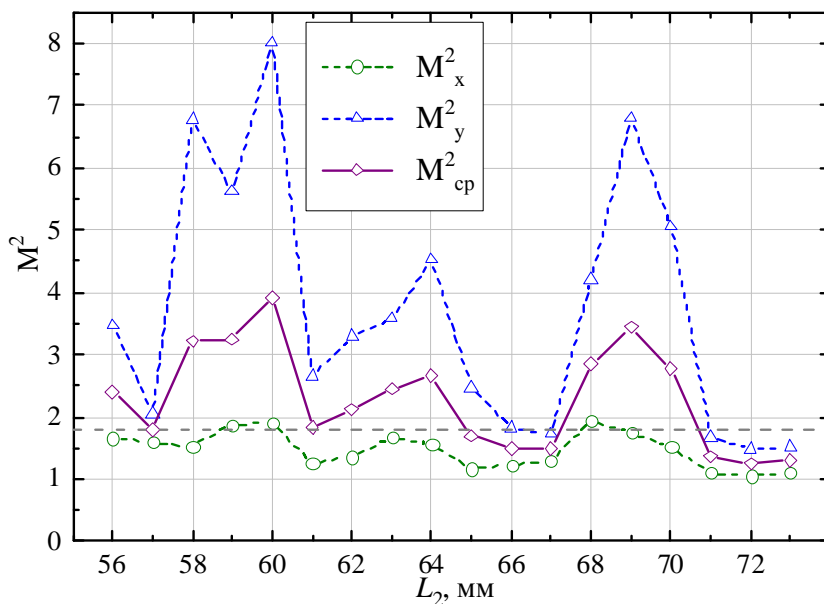


Рис. 5. Зависимости  $M_x^2$ ,  $M_y^2$ ,  $M_{cp}^2$  от расстояния  $L_2$  для резонатора [4] при  $L_2 + L_3 = \text{const} = 212$  мм и  $\lambda_{\text{ген}} = 2,95$  мкм

Видно, что значения  $M_x^2$  и  $M_y^2$  существенно различаются. В подобной ситуации часто пользуются средним значением параметра распространения  $M_{cp}^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2}$ . В работе [4] о различии

расходимости в перпендикулярных плоскостях не упоминается, а приводится только одно значение  $M^2 = 1,77$  (горизонтальная пунктирная линия на рис. 5). Поэтому будем считать, что это значение относится к среднему значению параметра распространения.

### **Заключение**

Представлена численная модель твердотельного одномодового непрерывного Cr:ZnSe лазера с подвижным активным элементом на основе решения волнового параболического уравнения с учетом неоднородного распределения коэффициента усиления и показателя преломления в активной среде. Модель позволяет находить стационарное распределение амплитуды лазерного поля в устойчивом резонаторе при одномодовой генерации и, соответственно, пространственные характеристики выходного излучения. Расчет распределения температуры в активном элементе выполнялся методом конечных элементов. Проведено сравнение полученных с помощью модели результатов с опубликованными экспериментальными данными и показано их хорошее согласие.

### **Список литературы**

1. Ярив А., Юх П., Оптические волны в кристаллах: Пер. с англ. Москва: «Мир», 1987г.
2. Ладагин В. К., Вопросы атомной науке и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, № 1, 19 (1985).
3. ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008.
4. Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V., «140 W Cr:ZnSe laser system», Optics Express, Vol. 24, No. 18, 21090-21104 (2016).

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРОВ МЕТАЛЛА ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В РЕЗОНАНСНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

*В. М. Ямицков, М. А. Ямицкова, А. С. Мокеев, А. Ю. Зимаков, П. А. Пугачев*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Аннотация

Решена задача о распространении люминесцентных фотонов в резонансно поглощающей среде. С использованием метода Монте-Карло проведены численные эксперименты, имитирующие реальные процессы, происходящие в диагностическом узле, который предназначен для измерения концентрации паров металла. Показано, что в случае, когда люминесцентные фотоны многократно рассеиваются в среде, приносимая ими информация о пространственном распределении интенсивности диагностического лазерного пучка может быть сильно искажена. В расчетах, в которых учитывался процесс перераспределения фотонов по частотам и люминесценции сразу на двух линиях, показано, что используемая схема по измерению концентрации паров металла позволяет (для типичных в эксперименте значений давления и температуры) измерять значения концентрации ниже  $10^{14}$  см<sup>3</sup>.

**Ключевые слова:** измерение концентрации паров металла, люминесценция, закон Бугера-Ламберта-Бэра, диагностический лазерный пучок, метод Монте-Карло

## Введение

Важный параметр газовых лазеров, определяющий возникновение и величину инверсии в среде, является концентрация атомов рабочего газа. Один из методов измерения концентрации заключается в облучении среды диагностическим лазером, интенсивность которого при проникновении вглубь среды уменьшается по закону Бугера-Ламберта-Бэра. Такому же закону подчиняется интенсивность люминесценции, возникающая в том же объеме, через который проходит диагностический лазерный пучок. Если ось наблюдения регистрирующей аппаратуры перпендикулярна оси распространения диагностического лазерного пучка, то можно наблюдать, как уменьшается интенсивность свечения люминесцентных фотонов в пространстве. Таким образом можно определить показатель экспоненты, входящий в закон Бугера-Ламберта-Бэра. Используя значение показателя экспоненты и сечения поглощения излучения, можно определить концентрацию атомов рабочего газа.

Описанная выше схема измерения концентрации основывается на предположении, что возникший люминесцентный фотон, не взаимодействуя со средой, попадет на объектив регистрирующей аппаратуры и передаёт информацию о концентрации. В действительности, длина свободного пробега фотона может быть такой, что на расстоянии между диагностирующим лазерным пучком и регистрирующей аппаратурой люминесцентный фотон сможет несколько раз рассеяться. В таком случае, приносимая такими фотонами информация может быть существенно искажена.

Эффект, в котором фотону, прежде чем выйти из среды, необходимо несколько раз поглотиться и переизлучиться, носит название пленение излучения (захват излучения) [1–3]. Существует ряд работ, в которых данный эффект исследовался экспериментально [4, 5].

Целью данной работы является исследование влияния многократного рассеяния люминесцентных фотонов в среде на качество измерения концентрации в экспериментах. Рассматриваемая среда является резонансно поглощающей и переизлучение происходит изотропным способом. Моделиро-

вание люминесцентных фотонов проводится методом Монте-Карло. С помощью численного эксперимента можно определить границы применимости метода измерения концентрации по люминесценции диагностического лазерного пучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде.

### Постановка задачи

Рассмотрим параллелепипед, объем которого заполнен парами щелочного металла и буферным газом. На рис. 1 представлена плоскость сечения диагностического узла, в которой происходит измерение концентрации. В стенках, лежащих в плоскости  $xu$  на расстоянии  $a$  друг от друга, сделаны отверстия 1 и 2 диаметра  $D_1$  для ввода-вывода диагностического лазерного пучка 4, ось которого проходит через центры этих отверстий. В стенке, лежащей в плоскости  $xz$  при  $y = c/2$ , сделано отверстие 3 диаметра  $D_2$ , предназначенное для выхода люминесцентных фотонов и дальнейшим их попаданием на объектив 5 с диаметром  $D_{об}$  и ПЗС матрицу 6. В первом приближении предполагается, что стенки диагностического узла поглощают облучающее их излучение.

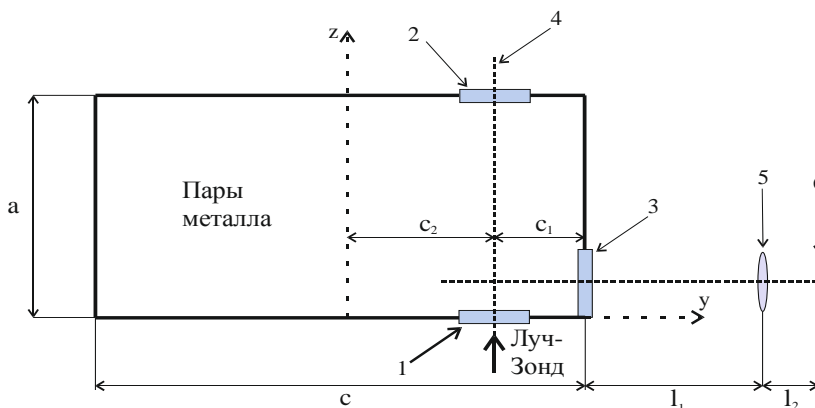


Рис. 1. Плоскость сечения диагностического узла, в которой происходит измерение концентрации паров металла

В отверстиях 1, 2 и 3 установлены стекла прозрачные для излучения. Внутренняя поверхность стекла не покрыта металлической пленкой. Пары металла внутри узла распределены однородно. Диагностический лазерный пучок вводится через центр входного окна 1 и его длина волны  $\lambda_{02}$ . Интенсивность диагностического лазерного пучка на входе в среду распределена однородно по сечению, которое имеет форму круга диаметра  $D_{лаз}$ .

Распространение пучка описывают скоростные уравнения кинетики и уравнение переноса излучения [6–7]. Так как диагностический лазерный пучок воздействует на среду на протяжении времени значительно превышающим время жизни атома в возбужденном состоянии, то можно принять независимость уравнений кинетики и переноса излучения от времени. Тогда зависимость между интенсивностью лазерного излучения и координатой  $z$  будет следующей:

$$\ln\left(\frac{I_{po}}{I}\right) + \frac{(I_{po} - I)}{I_s} = \sigma_{02} \cdot N_0 \cdot z = \frac{z}{l_{02}} \quad (1)$$

$$I_s = \frac{E_{02}}{\sigma_{02}} \cdot \frac{[A_{10}(A_{20} + R_{21}) + R_{12}A_{20}]}{[2R_{12} + A_{10}\left(1 + \frac{g_0}{g_2}\right) + R_{21}]} = \frac{E_{02}}{\sigma_{02}} \cdot \frac{1}{\tau_{эфф}}$$

Здесь индексом 0,1 и 2 будем обозначать состояния атома паров металла  $5S_{1/2}$ ,  $5P_{1/2}$  и  $5P_{3/2}$ , соответственно;  $I_{po}$  – интенсивность лазерного пучка на входе в среду;  $I$  – интенсивность излучения накачки на глубине  $z$ ;  $I_s$  – интенсивность насыщения, которая как следует из (1) является функцией параметров среды и фундаментальных констант (коэффициентов Эйнштейна, сечения поглощения, энергии фотонов, давления и температуры среды);  $\sigma_{02}$  – сечение поглощения фотона на переходе

$0 \rightarrow 2$  ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ );  $N_0$  – общая концентрация атомов во всех состояниях;  $l_{02}$  – длина свободного пробега фотона в среде;  $E_{02}$  – энергия фотона соответствующее переходу  $0 \rightarrow 2$ ;  $A_{10}$  – коэффициент Эйнштейна для уровня 1;  $A_{20}$  – коэффициент Эйнштейна для уровня 2;  $R_{21} = n_{bg} \cdot V \cdot \sigma_{mix}$  – скорость переходов атомов из состояния 2 в состояние 1;  $R_{12} = (g_2/g_1) \cdot n_{bg} \cdot V \cdot \sigma_{mix} \cdot e^{-\Delta E/(k \cdot T)}$  – скорость переходов атомов из состояния 1 в состояние 2;  $n_{bg}$  – концентрация атомов Буферного газа;  $V = [8 \cdot k \cdot T \cdot (1/M_m + 1/M_{bg})/\pi]^{1/2}$ ;  $\sigma_{mix}$  – сечение перемешивания;  $M_m$  – масса атома щелочного металла;  $M_{bg}$  – масса атома буферного газа;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура паров и буферного газа в диагностическом узле;  $\Delta E = E_{02} - E_{01}$  – разность энергий между уровнями  $5P_{3/2}$  и  $5P_{1/2}$ ;  $E_{01}$  – энергия фотона соответствующее переходу  $0 \rightarrow 1$  ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ );  $g_0, g_1, g_2$  – кратность вырождения состояний 0, 1, 2 соответственно.

Значения сечений в центре линии поглощения определяются следующим образом [8–9]:

$$\begin{aligned} \sigma_{01} &= \frac{g_1}{g_0} \frac{\lambda_{01}^2}{8\pi} A_{10} \frac{2}{\pi \Delta v_{01}} & \sigma_{02} &= \frac{g_2}{g_0} \frac{\lambda_{02}^2}{8\pi} A_{20} \frac{2}{\pi \Delta v_{02}} \\ \Delta v_{01} &= \frac{1}{2} \gamma_{01}(T_o) \cdot P_{bg} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_o}} & \Delta v_{02} &= \frac{1}{2} \gamma_{02}(T_o) \cdot P_{bg} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_o}} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\Delta v_{02}, \Delta v_{01}$  – ширина Лоренцевского контура по полувысоте на переходе  $0 \rightarrow 2$  и  $0 \rightarrow 1$  соответственно;  $\lambda_{02} = E_{02}/(h \cdot c)$ ,  $\lambda_{01} = E_{01}/(h \cdot c)$  – длина волны фотонов, переходов  $0 \rightarrow 2$  и  $0 \rightarrow 1$  соответственно;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $\gamma_{02}, \gamma_{01}$  – константы, определяемые экспериментально;  $T_o$  – температура, при которой экспериментально определялись значения констант  $\gamma_{02}$  и  $\gamma_{01}$ ;  $P_{bg} = n_{bg} \cdot k \cdot T$  – давление буферного газа.

Значения физических величин, входящих в уравнения (1) и (2), указаны в литературных источниках [8, 10, 11].

Из [6] следует что отношение населённостей на уровнях  $5P_{3/2}$  и  $5P_{1/2}$  определяется следующей формулой:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{A_{10} + R_{12}}{R_{21}} \quad (3)$$

Здесь  $n_2, n_1$  – концентрации паров металла находящихся в состоянии  $5P_{3/2}$  и  $5P_{1/2}$ , соответственно. В условиях реального эксперимента  $n_2 \approx n_1$ . Таким образом, в среде будет генерироваться два люминесцентных излучения на длинах волн  $\lambda_{01}$  и  $\lambda_{02}$ .

Оценим вероятность, с которой фотон с длиной волны  $\lambda_{01}$  может преобразоваться в фотон с длиной волны  $\lambda_{02}$  и наоборот.

$$\begin{cases} C_{2 \rightarrow 1} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_2 \\ C_{1 \rightarrow 2} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E_{12}}{kT}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_{2 \rightarrow 1} = \frac{n_2}{n_1} \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{\Delta E_{23}}{kT}} \\ C_{1 \rightarrow 2} = \frac{n_1}{n_2} \frac{g_2}{g_1} \\ C_{1 \rightarrow 2} + C_{2 \rightarrow 1} = 1 \end{cases} \quad (4)$$

Здесь  $C_{2 \rightarrow 1}$  и  $C_{1 \rightarrow 2}$  – вероятности преобразования фотона с длиной волны  $\lambda_{02}$  в фотон с длиной волны  $\lambda_{01}$  и наоборот, соответственно.

Подставляя типичные для эксперимента значения давления буферного газа и температуры в диагностическом узле формулы (4), получим, что  $C_{1 \rightarrow 2} \approx 46\%$ ,  $C_{2 \rightarrow 1} \approx 54\%$ .

Известно, что при переизлучении фотонов атомами щелочного металла происходит их перераспределение по частоте. В случае, когда значительную роль играют столкновения излучающего атома с окружающими частицами (то есть уширение спектральной линии связано с ударным механизмом), то используется модель полного перераспределения по частотам (ППЧ) [12, 13]. При этом линии поглощения и переизлучения имеют одинаковые профили, то есть Лоренцевский профиль:

$$a_{v02} = \frac{\Delta v_{02}}{\pi \left[ (v - v_{02})^2 + (\Delta v_{02})^2 \right]} \quad a_{v01} = \frac{\Delta v_{01}}{\pi \left[ (v - v_{01})^2 + (\Delta v_{01})^2 \right]} \quad (5)$$



Здесь  $a_{\nu_{02}}$ ,  $a_{\nu_{01}}$  – функция распределения фотонов по частотам для перехода  $0 \rightarrow 2$  и  $0 \rightarrow 1$  соответственно;  $\nu_{02} = E_{02}/h$ ,  $\nu_{01} = E_{01}/h$  – частота фотона, соответствующая переходу  $0 \rightarrow 2$  и  $0 \rightarrow 1$  соответственно.

Если проинтегрировать  $a_{\nu_{02}}$ , либо  $a_{\nu_{01}}$  по частоте от 0 до  $\infty$ , то получим значение определено-го интеграла равное 1 (при условии, что  $\nu_{02}/\Delta\nu_{02}$  и  $\nu_{01}/\Delta\nu_{01} \gg 1$ ). Тогда  $a_{\nu_{02}} dv$  и  $a_{\nu_{01}} dv$  есть вероятности того, что частота поглощаемого или излучаемого фотона лежит в интервале  $[v, v + dv]$ . Изменение частоты при переизлучении фотона приводит к изменению его длины свободного пробега. Длины свободных пробегов переизлученных фотонов можно вычислить по следующим формулам:

$$\begin{aligned} l_{02}(\nu) &= l_{02}(\nu_{02}) \frac{\sigma_{02}(\nu_{02})}{\sigma_{02}(\nu)} & l_{01}(\nu) &= l_{01}(\nu_{01}) \frac{\sigma_{01}(\nu_{01})}{\sigma_{01}(\nu)} \\ \sigma_{02}(\nu) &= \frac{g_2}{g_o} \frac{c^2}{4\nu^2} A_{02} \cdot a_{\nu_{02}} & \sigma_{01}(\nu) &= \frac{g_1}{g_o} \frac{c^2}{4\nu^2} A_{01} \cdot a_{\nu_{01}} \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $l_{20}$  – длина свободного пробега фотона с длиной волны  $\lambda_{02}$ ;  $l_{10}$  – длина свободного пробега фотона с длиной волны  $\lambda_{01}$ .

В эксперименте используется диагностический лазер с длиной волны  $\lambda_{02}$ . Используя экспериментальные значения давления буферного газа и температуры среды, получим, что интенсивность насыщения равна  $I_s = 29 \text{ Вт/см}^2$  (из формулы (1)). Интенсивность диагностического лазерного пучка на входе в среду равна  $I_{po} = 30 \text{ мВт/см}^2$ , на три порядка меньше, чем интенсивность насыщения. Следовательно, вторым слагаемым слева в формуле (1) можно пренебречь, а значит, распределение интенсивности диагностического лазерного пучка в пространстве подчиняется закону Бугера-Ламберта-Бэра. В случае, если интенсивность лазерного пучка сравнима или больше интенсивности насыщения, то закон Бугера-Ламберта-Бэра неприменим и необходимо пользоваться уравнением (1).

### Численный алгоритм решения уравнения переноса люминесцентных фотонов методом Монте-Карло

Промоделируем распространение лазерного пучка методом Монте-Карло. Для этого пусть в среду поочередно влетают люминесцентные фотоны, которых в пучке  $N_\phi$  штук. Координата точки, в которой поглотился фотон, задается следующим образом, что соответствует однородному распределению лазерной энергии по сечению пучка:

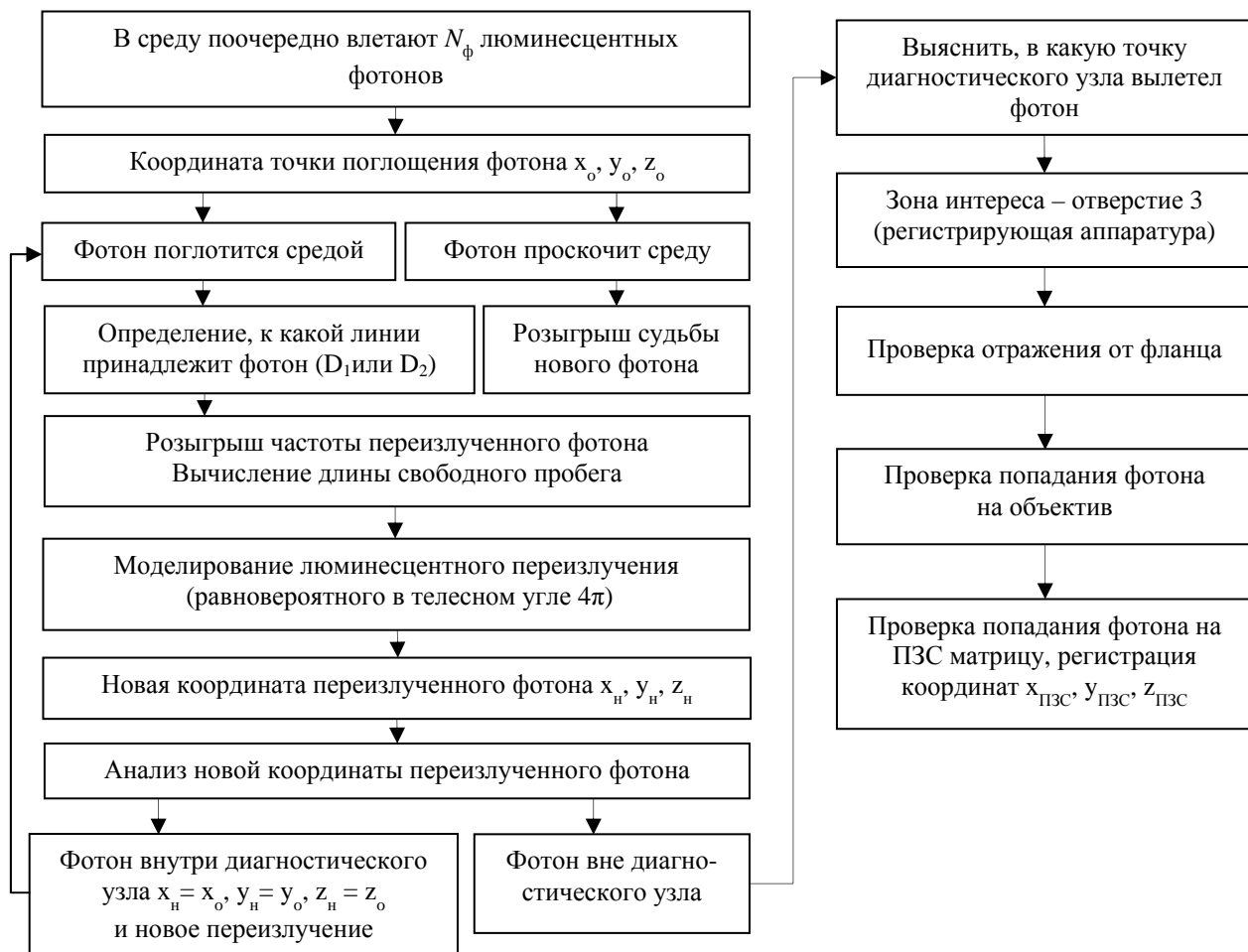
$$\begin{aligned} x_o &= x_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{\text{rand}_1} \cdot \cos(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ y_o &= y_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{\text{rand}_1} \cdot \sin(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ z_o &= z_{\text{вх}} - l_{02}(\nu_{02}) \cdot \left[ \ln(\text{rand}_3) - \frac{I_{po}}{I_s} (1 - \text{rand}_3) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\text{rand}_1$ ,  $\text{rand}_2$  и  $\text{rand}_3$  – случайные величины, равномерно распределенные в диапазоне от 0 до 1.

В случае, если распределение лазерной энергии по поперечному сечению пучка имеет Гауссовый профиль, то координата, в которой поглотится фотон, задается следующим образом:

$$\begin{aligned} x_o &= x_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{-\ln(\text{rand}_1)} \cdot \cos(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ y_o &= y_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{-\ln(\text{rand}_1)} \cdot \sin(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ z_o &= z_{\text{вх}} - l_{02}(\nu_{02}) \cdot \left[ \ln(\text{rand}_3) - \frac{I_{po}}{I_s} (1 - \text{rand}_3) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Нижепредставлен алгоритм, который позволит получать изображение на ПЗС матрице, получаемое за счет люминесценции фотонов от диагностического лазерного пучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде. По существу, происходит численный эксперимент, имитирующий реальные процессы в измерительной камере.



Следует отметить, что на процесс случайного блуждания фотона в среде не оказывают влияния другие разыгрываемые фотоны. То есть в данной задаче имеется возможность распараллелить процесс по всем имеющимся ядрам компьютера и получить заметный выигрыш в скорости счета. Например, на компьютере, имеющем 24 ядра и 48 логических процессоров, параллельный счет дает выигрыш по сравнению с прямым счетом в 30 раз. При такой скорости  $10^9$  розыгрышей фотонов (такое число для большинства расчетов является достаточным) вычисляется за среднее время примерно равное 5–7 минутам.

В дальнейшем будем пользоваться понятием длины «столбика» –  $H_{ст}$ . Эта длина, на которой интенсивность излучения диагностического пучка уменьшается в 10 раз. Используя закон Бугера-Ламберта-Бэра, легко получить связь между длиной «столбика» и длиной свободного пробега  $H_{ст} = \ln(10) \cdot l_{02} = 2,3 \cdot l_{02}$ .

### Результаты численного моделирования переноса люминесцентных фотонов в диагностическом узле с учетом перераспределения по частотам

Дополнительной целью исследования являлось объяснение возникновения на ПЗС матрице светящегося пятна и увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика.

Для объяснения возникновения светящегося пятна предположено, что люминесцентное свечение отражается от фланца, являющимся продолжением выходного окна, на которое нацелена регистрирующая аппаратура. Фланец изготовлен из нержавеющей стали, а значит, может хорошо (коэффициент отражения задавался равным 75 %) отражать излучение. Для проверки этого предположения в численный алгоритм добавлен учет отражения излучения от фланца.

Для объяснения увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика предположено, что плоскость, в которой расположен объектив, не параллельна плоскости, в которой расположено выходное окно с нацеленной на него регистрирующей аппаратурой. Возможно и другое объяснение, а именно, в диагностический узел вводится лазерный пучок не перпендикулярно поверхности входного окна. Оба этих предположения эквивалентны. В расчетах учитывалась связь координаты лазерного пучка, распространяющегося под некоторым углом к поверхности входного окна, с координатами лазерного пучка, облучающего поверхность стекла под прямым углом.

Экспериментально полученное изображение столбика и светящегося пятна представлено на рис. 2,а. Расчеты проводились для таких же условий, какие были в эксперименте. Давление буферного газа  $P_{\text{бг}}$ , температура среды  $T$ . Результат численного расчета представлен на рис. 2,б. На этом рисунке представлен расчет, выполненный для лазерного пучка, имеющего Гауссовый профиль распределения интенсивности в сечении ( $I = I_0 \cdot \exp(-r^2/d^2)$ , где  $d$  равнялась 0,66 мм).

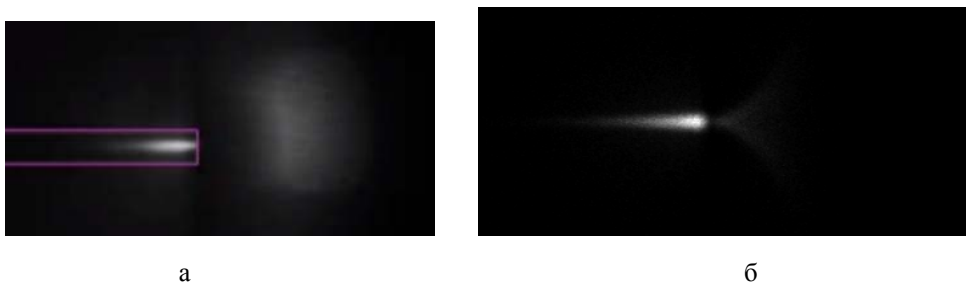


Рис. 2. Изображения люминесцентного свечения на ПЗС (длина «столбика» 7,7 мм): а – экспериментальное изображение; б – расчетное изображение

На рис. 2 оба изображения представлены для случаев, когда длина «столбиков» оставляет 7,7 мм. Из рис. 2,а видно, что справа от «столбика» существует светящееся пятно. Данное пятно связано с люминесценцией «столбика», так как при изменении свечения «столбика» синхронно вместе с ним изменяется свечение пятна. Если предположить, что возникновение пятна связано с отражением люминесцентного излучения от фланца, изготовленного из нержавеющей стали и являющимся продолжением выходного окна, на которое нацелена регистрирующая аппаратура, то получится расчетное изображение люминесцентного свечения на ПЗС представленное на рис. 2,б. Из рис. 2,б видно, что справа от «столбика» возникает светящееся пятно, полученное расчетным путем. Его форма не полностью соответствует форме, полученной в эксперименте. Это связано вероятнее всего с тем, что в расчете при отражении люминесцентного излучения от поверхности фланца использовалась зеркальная индикатриса. В действительности индикатриса имеет более сложный вид. Из результата расчета, представленного на рис. 2,б следует, что светящееся пятно является бликом от поверхности металла.

Также из рис. 2,б следует, что в случае, когда объектив наклонен, либо лазерный пучок вводится в диагностический узел под некоторым углом к входному окну, то по мере проникновения лазерного пучка в среду его поперечный размер сначала увеличивается, а затем уменьшается. Точного совпадения расчетного изображения и экспериментального нет, так как целью исследования не являлось изучение влияния неточностей в расположении диагностирующего оборудования (диагностический лазерный луч, регистрирующее оборудование).

На рис. 3 представлены экспериментальное и расчетное изображения на ПЗС матрице для длины столбика 10,5 мм в случае, когда все экспериментальные неточности были устранены. Измерение концентрации паров металла проводилось в диагностическом узле похожем на диагностический узел рассматриваемый в данной работе. На рис. 3,б представлен расчет эксперимента из рис. 3,а.



а

б

Рис. 3. Изображение люминесцентного свечения на ПЗС (длина «столбика» 10,5 мм): а – экспериментальное изображение; б – расчетное изображение

Как видно из рис. 3,а в эксперименте получено изображение, в котором нет бликов и нет увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика.

На рис. 4 представлена зависимость распределения интенсивности на ПЗС матрице от глубины проникновения диагностического пучка в среду, для случая, когда ось распространения диагностического пучка находится на расстоянии 31 мм от внутренней стенки выходного окна, а диаметр диагностического лазерного пучка составляет 1 мм.

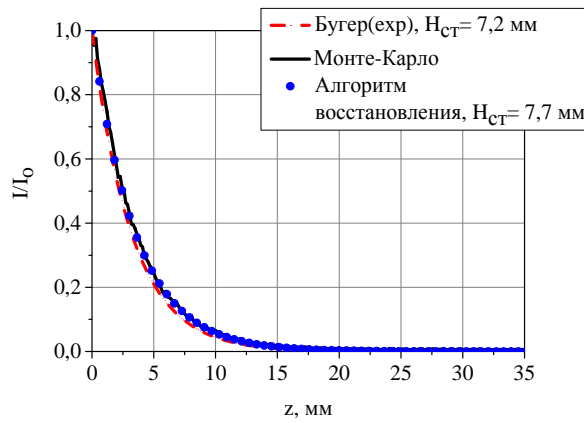


Рис. 4. Зависимость нормированной интенсивности люминесценции вдоль центра пучка от глубины проникновения в среду для длины «столбика»  $H_{ст} = 7,2$  мм

На рис. 5 представлена зависимость измеренной длины столбика  $H_{и}$  от реальной длины столбика  $H_{р}$  для случая, когда  $c_1 = 31$  мм и  $D_{лаз} = 1$  мм. На рисунке 6 представлена зависимость измеренной концентрации  $n_{и}$  от реальной концентрации  $n_{р}$  для случая, когда  $c_1 = 31$  мм и  $D_{лаз} = 1$  мм.

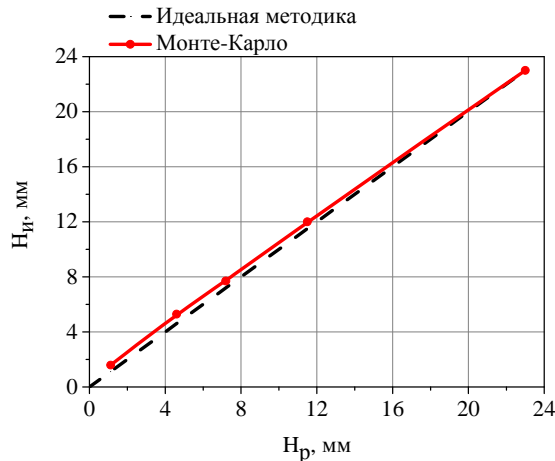


Рис. 5. Зависимость измеренной длины столбика  $H_{и}$  от реальной длины столбика  $H_{р}$  ( $c_1 = 31$  мм и  $D_{лаз} = 1$  мм)

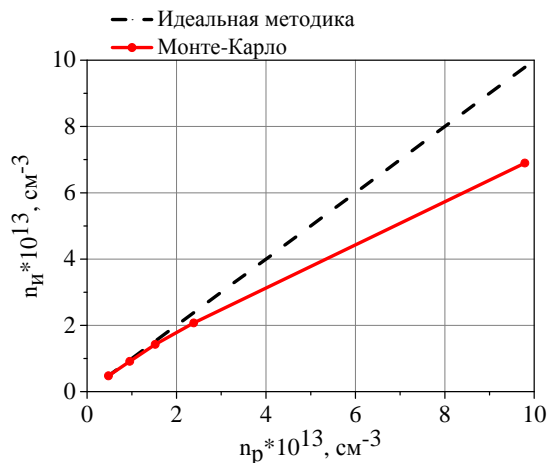


Рис. 6. Зависимость измеренной концентрации  $n_i$  от реальной концентрации  $n_r$  для случая, когда  $c_1 = 31$  мм и  $D_{\text{лаз}} = 1$  мм

Из рис. 5 следует, что, начиная с длины «столбика» 12 мм и заканчивая ее значением 1,6 мм (ниже этой величины расчеты не проводились), измеренная длина «столбика» будет отличаться от реальной ее длины примерно на  $\Delta H_{\text{ст}} = 0,4 - 0,5$  мм.

График на рисунке 6 получен с помощью значений, представленных на рис. 5, с использованием следующей формулы:

$$n = \frac{\ln(10)}{\sigma_{02} H_{\text{ст}}} \quad (10)$$

Здесь  $n$  – концентрация атомов щелочного металла;  $H_{\text{ст}}$  – длина столбика.

Используя формулу (10) можно объяснить увеличение отклонения измеренной концентрации от ее реального значения на рисунке 6. Для этого найдем приращение  $n$ , считая, что в формуле (10) постоянно только  $\sigma_{02}$ :

$$\Delta n = -\sigma_{02} \cdot n^2 \cdot \ln(10) \cdot \Delta H_{\text{ст}} \quad (11)$$

В формуле (11)  $\sigma_{02}$  и  $\Delta H_{\text{ст}}$  постоянны, а значит отклонение измеренной концентрации от ее реального значения квадратично увеличивается с ростом концентрации.

Из рисунка 6 следует, что схема измерения концентрации по люминесценции диагностического лазерного пучка работает при концентрациях паров металла  $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и ниже. При концентрации  $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  погрешность измерения составляет 30 %. Для типичной в эксперименте концентрации относительная погрешность измерения составляет  $\approx 7$  %.

## Заключение

В работе описан и реализован численный метод, позволяющий имитировать распространение люминесцентных фотонов, создаваемых диагностическим лазерным пучком, внутри диагностического узла, предназначенного для измерения концентрации паров металла.

В расчетной модели задавалась люминесценция сразу на двух линиях. При этом учитывалось явление перераспределения по частотам для каждой линии. Также учитывалось отражение фотонов от стенок диагностического узла и от фланца, в котором закреплено стекло с нацеленным на него регистрирующим оборудованием. Учет отражения фотонов позволил объяснить возникающее во время эксперимента светящееся пятно, которое является бликом от фланца. Расчетным путем показано, что рассмотренную в данном отчете схему измерения концентрации паров металла по люминесценции диагностического лазерного пучка, можно использовать для измерения концентрации ниже  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Для типичной в эксперименте концентрации относительная погрешность измерения составляет  $\approx 7$  %.

Целесообразно при измерении концентрации паров металла:

- 1) Исключить места в диагностическом узле, на которых могут возникать блики;
- 2) Расположение диагностирующей аппаратуры должно максимально соответствовать геометрической схеме эксперимента.
- 3) Следить за тем, чтобы интенсивность диагностического лазерного пучка была много меньше интенсивности насыщения. Если это будет не соблюдено, то зависимость интенсивности свечения люминесценции от глубины проникновения лазерного пучка будет сильно отличаться от закона Бугера-Ламберта-Бэра.

### Список литературы

1. Ямщиков В. М., Рогачев В. Г., Кудряшов Е. А., Качалин Г. Н. Перенос и пленение резонансного излучения в двухуровневой системе // Оптика и спектроскопия. 2020. Том 128. № 8. С. 1160.
2. Косарев Н. И. Распад возбужденного состояния  $3P_{3/2}$  атомов натрия с учетом пленения излучения // оптика и спектроскопия. 2008. Том 104. № 1. С. 5–8.
3. Булышев А. Е., Преображенский Н. Г., Суворов А. Е. Перенос излучения в спектральных линиях // УФН. 1988. Том 156. № 1. С. 153–176.
4. Саутенков В. А., Аршинова И. Д., Бобров А. А., Вильшанская Е. В., Кудринский Д. А., Зеленер Б. Б. Перенос излучения в атомных парах высокой плотности при различной отстройке пробного лазера от резонансного перехода // Международный научно-исследовательский журнал. 2020. № 4. Ч. 1. с. 6.
5. Курильчик С. В., Кисель В. Э., Кулешов Н. В., Павлюк А. А. Измерение времени затухания люминесценции ионов  $Yb^{3+}$  в кристалле  $Li_2Zn_2(MoO_4)_3$  с использованием метода, устраняющего влияние перепоглощения излучения // Приборы и методы измерений. 2011. № 1 (2). С. 60.
6. Звелто О. Принципы лазеров / Пер. под науч. Ред. Т. А. Шмаонова. 4-е издание. – СПб.: Издательство «Лань», 2008. – 720 с.
7. Андрианов Е. С., Пухов А. А. Квантовая теория лазера: учебное пособие / Е. С. Андрианов, А. А. Пухов. – М.: МФТИ, 2014. – 90 с.
8. Wallerstein, Austin J., «Kinetics of Higher Lying Potassium States after Excitation of the D2 Transition in the Presence of Helium» // Theses and Dissertations. (2018).
9. Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Квантовая теория излучения атомных частиц: Учебное пособие / В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2015. – 296 с.
10. Fei Gao, Fei Chen, Jijiang Xie, Dianjun Li, Jungjiang Xie, Guilong Yang, Changbin Zheng, Yan Xu, Jin Guo, Comparative study of diode-pumped hydrocarbon free Rb and K vapor lasers // Optics & Laser Technology 58 (2014) 166 – 177.
11. Daniel A. Steck Sodium D Line Data. [Электронный ресурс] Режим доступа: <http://steck.us/alkalidata>.
12. Нагирнер Д. И. Лекции по теории переноса излучения: Учеб. Пособие. – СПб.: Изд-во С. – Петерб. Ун-та, 2001. – 147 с.
13. Арасланова М. Н., Косарев Н. И., Эльберг М. С. Допплеровское перераспределение по частотам при когерентном излучении фотонов атомами в оптически плотной среде // Оптика и спектроскопия. 2018. Том 125. № 5. С. 579.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Акбулатов Р. Р., Воеводин Д. Д., Гавриленко М. И., Гусаков А. В., Огурцов Н. А., Писецкая А. В., Лозов Р. К., Чернядьева Ю. Л.</i> Математическая модель для расчета параметров стенда, предназначенного для проверки алгоритмов космической лазерной связи, в зависимости от различных орбит. . . . .	4
<i>Баженов Е. О., Ражева К. В., Русин Е. Е.</i> Размерная обработка керамических материалов комбинацией лазерных импульсов свободной генерации и модулированной добротности . . . . .	14
<i>Башинов А. В., Ефименко Е. С., Ким А. В.</i> Проявление квантовых радиационных эффектов при взаимодействии плазмы со сверхсильными лазерными полями многопучковой конфигурации . . . . .	17
<i>Беспалов Д. С., Андреев А. А., Платонов К. Ю.</i> Лазер-плазменная характеристическая рентгенография нестабильно сжатой ЛТС-мишени . . . . .	24
<i>Бобков М. А., Калинычев А. Е., Карпов Г. В., Ломтев С. С., Прохоров Д. С., Салатов Е. А., Тырзова Е. А., Шаталин А. А.</i> Регистрация быстрых электронов на лазерных установках Института лазерно-физических исследований . . . . .	31
<i>Булгакова В. В., Букин В.В., Образцов П. А., Чижов П. А., Ушаков А. А., Гарнов С. В.</i> Широкоапертурные фотопроводящие антенны на основе гибридных перовскитов . . . . .	39
<i>Бурдонский И. Н.<sup>1,4</sup>, Леонов А. Г.<sup>1</sup>, Юфа В. Н.<sup>1,4</sup>, Садовский А. М.<sup>1,2</sup>, Петушков Д. А.<sup>2,3</sup>.</i> Лазерное моделирование разрушения астероидно-кометного вещества при низких температурах . . . . .	40
<i>Бухарский Н. Д., Кочетков Ю. В., Корнеев Ф. А.</i> Нейросетевой анализ квазистационарных магнитных полей, возбуждаемых оптически при помощи коротких лазерных импульсов . . . . .	47
<i>Воеводин Д. Д., Добиков А. В., Карякин Н. В., Мокеев А. С., Писецкая А. В., Тимаев Д. С.</i> Стенд для отработки технологии лазерной космической связи . . . . .	52
<i>Галюк К. А., Овчаренко Б. Д., Букин В. В.</i> Разработка математической модели лазерного модуля с диодной накачкой . . . . .	62
<i>Глушков К. А., Мухин И. Б.</i> Формирование фемтосекундных импульсов напрямую из излучения пикосекундного лазера накачки путем генерации суперконтинуума с последующим параметрическим преобразованием . . . . .	64
<i>Горохов А. И., Мухин И. Б., Перевезенцев Е. А.</i> Моделирование и исследование параметров объемных чирпирующих брэгговских решеток . . . . .	70
<i>Зарубина Е. Ю., Рогожина М. А.</i> Методы контроля параметров твердого слоя изотопов водорода в криогенной мишени для лазерного термоядерного синтеза . . . . .	76
<i>Золотавин М. А., Соловьев А. А.</i> Исследование эффективности применения зубчатых диафрагм аподизации мощного фемтосекундного лазерного импульса . . . . .	84

<u>Киняевский И. О.<sup>1</sup>, Корибут А. В.<sup>1</sup>, Грудцын Я. В.<sup>1</sup>, Селезнев Л. В.<sup>1</sup>, Ковалев В. И.<sup>1</sup>, Дунаева Е. Э.<sup>1</sup>, Ионин А. А.<sup>1</sup></u> Пикосекундная лазерная система с длиной волны ~11 мкм . . . . .	90
<u>Кузин Д. А., Старобор А. В.</u> Тепловые эффекты в мощном усилителе ультракоротких лазерных импульсов с пластинчатым активным элементом. . . . .	95
<u>Микаелян Г. Т., Панарин В. А., Галушка И. В.</u> Диодные лазеры: разработка, производство, применение . . . . .	101
<u>Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А.</u> Адаптивная фазовая коррекция лазерного излучения при неидеальном фазовом сопряжении. . . . .	109
<u>Осинов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Тихонов Е. В.</u> Воздействие лазерного излучения на пористые мишени из прозрачных материалов . . . . .	116
<u>Островский В. А., Демьянов А. В., Макаров К. Н., Макогон И. С., Путилин М. В., Пергамент М. И.</u> Экспериментальные исследования импульсно-периодического усилителя на основе квантрона с диодной накачкой и Yb <sup>3+</sup> :YAG активными элементами . . . . .	124
<u>Рогожина М. А., Зарубина Е. Ю.</u> Создание криогенной мишени непрямого облучения для лазерного термоядерного синтеза . . . . .	130
<u>Родионова М. С., Медведев Д. Д.</u> Экспериментальные исследования плазмы множественных микрозарядов в нагрузке из проводящих гранул. . . . .	137
<u>Рябцев В. М., Зубков А. В., Кедров А. И., Коваленко В. П.</u> Измерение углов настройки кристаллов KDP для обеспечения фазового синхронизма 1-го типа при генерации второй гармоники. . . . .	143
<u>Саламатин Д. А., Стариков Ф. А., Шнягин Р. А.</u> Коррекция aberrаций лазерного излучения адаптивным зеркалом под управлением стохастического параллельного градиентного алгоритма. . . . .	151
<u>Семин Н. С.<sup>1</sup>, Киняевский И. О.<sup>1</sup>, Данилов П. А.<sup>1</sup>, Кудряшов С. И.<sup>1</sup>, Корибут А. В.<sup>1</sup>, Дунаева Е. Э.<sup>1</sup>, Воронина И. С.<sup>1</sup>, Ионин А. А.<sup>1</sup></u> Двухфотонное поглощение в кристалле Ca <sub>3</sub> (VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> и кристалле Ca <sub>3</sub> (VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> , легированном стронцием. . . . .	159
<u>Скрыбыкина А. А.<sup>1</sup>, Костромькина В. В.<sup>1</sup>, Рогожников Г. С.<sup>2</sup></u> Исследование спектральных характеристик жировой ткани invitro с использованием широкополосного оптического излучения видимого и инфракрасного диапазона . . . . .	165
<u>Смагин И. Р., Бондаренко С. В.</u> Уменьшение поглощения мощного лазерного излучения, обусловленное эффектом СВЕТ . . . . .	169
<u>Сулбаев А. А., Потанин С. А., Сафонов Б. С.</u> Исследование характеристик зеркала-компенсатора наклонов волнового фронта . . . . .	177
<u>Хлебников А. А., Волков М. В., Мищенко Г. М., Стариков Ф. А.</u> Численное моделирование работы Zn:CrSe лазера на основе решения трехмерного волнового уравнения. . . . .	183
<u>Ямщиков В. М., Ямщикова М. А., Мокеев А. С., Зимаков А. Ю., Пугачев П. А.</u> Определение границы применимости метода измерения концентрации паров металла по люминесценции диагностического лазерного пучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде . . . . .	191



**Тринадцатая Всероссийская школа для студентов, аспирантов,  
молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным  
технологиям Национального центра физики и математики (НЦФМ)  
и Института лазерно-физических исследований (ИЛФИ)  
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 27–29 сентября 2022 г., Саров**

Сборник докладов

Доклады представлены в редакции авторов  
Компьютерная подготовка оригинала-макета *Ю. Н. Генеральская*

---

Подписано в печать 08.08.2023. Формат 60×84/8

Усл. печ. л. ~23,1 Уч.-изд. л. ~19,9

Тираж 500 экз. Заказ 1381-2023

---

Отпечатано в ИПЦ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»  
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23