

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ ԱՐԹՈՒՐ ԵՂԻՇԵՒ

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԼՈԿԱԼ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ա.04.05 «Օպտիկա» մասնագիտությամբ

ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի գիտական աստիճանի
հայցման ատենախոսության
ՍԵՂՄԱԳԻՐ

Ե Ր Ե Վ Ա Ն – 2012

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАРТИРОСЯН АРТУР ЕГИШОВИЧ

ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ СВОЙСТВ НЕОДНОРОДНЫХ
СРЕД

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук по специальности 01.04.05 – «Оптика»

Е Р Е В Ա Ն – 2012

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկական
Հետազոտությունների Ինստիտուտում:

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր
Ռ.Բ.Ալավերդյան, Օպտիկայի ամբիոն, ԵՊՀ,

ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր Ժ.Ս.Գևորգյան,
Ալիխանյանի անվ. Ազգային
գիտական լաբորատորիա:

ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր
Ա.Հ.Գևորգյան, Ընդհանուր ֆիզիկայի և
աստղաֆիզիկայի ամբիոն, ԵՊՀ,

Առաջատար կազմակերպություն՝ Հայ-Ռուսական(Սլավոնական) Համալսարան:
Ատենախոսության պաշտպանությունը կայանալու է 2012թ. հունիսի 30-ին ժամը
12:00-ին Երևանի Պետական Համալսարանում գործող ԲՈՀ-ի ֆիզիկայի 049
մասնագիտական խորհրդի նիստում: Հասցե՝ 0025, Երևան, Ալեք Մանուկյան փ.1,
ԵՊՀ:

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2012թ. մայիսի 18-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար,

ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու

Վ. Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации была утверждена в Институте Физических Исследований НАН РА.

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, проф. Р.Б.Алавердян,
кафедра Оптики, ЕГУ,

доктор физ.-мат. наук Ж.С.Геворгян, Национальная
научная лаборатория им. Алиханяна.

доктор физ.-мат. наук, проф. А.А.Геворгян, кафедра
Общей физики и астрофизики, ЕГУ,

Ведущая организация: Армяно-Русский (Славянский) Университет.

Защита диссертации состоится 30 июня 2012г. в 12:00 часов на заседании
специализированного совета ВАК по физике 049 при Ереванском Государственном
Университете по адресу: 0025, Ереван, ул. Алека Манукяна 1, ЕГУ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 18 мая 2012г.

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат физ.-мат. наук

В. П. Калантарян

Общая характеристика работы.

Актуальность темы.

Определение локальных характеристик среды имеет первостепенное значение в деле изучения материалов, дисперсных, газовых и жидких сред, плазмы, световых пучков, что позволяет находить ответы на насущные вопросы в областях оптики, фотоники, квантовой электроники, физики плазмы, твердого тела, полупроводников и т.д.. Эти задачи являются актуальными и с точки зрения исследования окружающей среды, имея ввиду использование мощных лазерных источников для зондирования атмосферы и водных объемов.

Идеи использования автоионизационных состояний атомарных частиц для осуществления лазерной генерации в дальнем ультрафиолетовом (ДУФ) диапазоне спектра, которые предлагались исследователями различных лабораторий (включая лабораторию электромагнитных взаимодействий (ЭМВ) ИФИ), увенчались успехом. В конце 1980-х годов некоторые лаборатории смогли осуществить на практике эти идеи. Приятно отметить, что пионеры в деле создания первых лазеров в ДУФ области сослались на работы, осуществленные сотрудниками лаборатории ЭМВ.

Лазерные источники используются также для диагностики различных материалов. Качество кристаллов, стекол, жидкостей, полупроводников, которое в большой степени зависит от пространственного распределения в нем различных неоднородностей, дефектов, допированных веществ, имеет первостепенную роль в деле использования в разнообразных приложениях, устройствах, приборах.

В связи с все более и более увеличивающийся необходимостью обеспечения высокоточных экспериментов, связанных с применением оптических и лазерных источников, возникает первоочередная задача с возможно высокой точностью определять параметры самого источника излучения.

Целью работы является:

1. Нахождение оптимальных параметров плазмы гелия с парами калия на соответствующем расстоянии от мишени при ее облучении мощным лазерным пучком с точки зрения осуществления генерации в ДУФ области спектра.
2. Исследование параметров плазмы импульсного разряда полого катода смеси гелия с парами калия с целью оценки концентраций атомов гелия на метастабильных уровнях.
3. Определение плотности долгоживущих автоионизационных уровней калия в разряде в смеси He-K и потерь интенсивности эмиссии с этих уровней.
4. Изучение параметров плазмы в лазерной установке при импульсной электрической накачки молекулярного азота.
5. Исследование особенностей плазмы, образованной фокусировкой излучения фемтосекундного лазерного пучка в воздухе.
6. Проведение неразрушающего контроля качества и определения локальных параметров в объеме прозрачных или полупрозрачных лазерных, оптических и других материалов.

7. Использование метода вспышек для зондирования атмосферы, водных сред и исследования дисперсных частиц между двумя светилami космического пространства.
8. Изучение глубоко-модулированного пространственного распределения конического излучения, образованного при прохождении лазерного пучка через аксикон.
9. Исследование характеристик бесселевого пучка, образованного при прохождении гауссового пучка через поглощающий аксикон.
10. Измерение параметров лазерных пучков и изображений с помощью светового фильтра на основе поглощающего аксикона.

Научная новизна:

1. Впервые определены параметры плазмы на переднем фронте энерговклада в плазму гелия с парами калия.
2. Детально рассмотрены параметры плазмы переднего фронта разряда в полом катоде смеси гелия с парами калия при концентрациях паров калия $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
3. Для 7-и наблюдаемых в разряде спектральных линий, в том числе 3-х новых линий, в ДУФ спектре калия рассчитаны концентрации верхних автоионизационных уровней, которые инициируют это излучение.
4. Исследованы параметры плазмы на переднем фронте разряда лазера на молекулярном азоте с усовершенствованной конструкцией, обеспечивающей мощный удельный энерговклад в разрядный объем.
5. Впервые было получено, изучено и объяснено необычное явление, когда плотность электронов в плазме, образованных пробоем в фокусе фемтосекундного лазерного импульса, продолжает увеличиваться несмотря на «отключение» пучка накачки.
6. Были впервые предложены новые неразрушающие методы определения следующих локальных характеристик в объеме прозрачных и полупрозрачных материалов: концентрации активаторов или других атомарных примесей, коэффициента ослабления, коэффициента рассеяния под прямым углом. Были получены 2 авторских свидетельств, которые характеризуют эти предложения.
7. Предложены методы для определения коэффициента ослабления локальных областей атмосферы путем создания вспышек в воздушном пространстве. Эти методы могут быть использованы также для исследования водных объемов и космической пыли.
8. Впервые было детально изучено и объяснено образование картины концентрических колец дальнего поля дифракции аксикона.
9. Для подавления пространственных модуляций в зоне образования максимума интенсивности бесселевого пучка и увеличения области этой зоны был предложен новый оптический элемент – поглощающий аксикон.
10. Впервые для определения параметров радиально-симметричных лазерных пучков, а также для преобразования этих пучков, был предложен новый тип светового фильтра основанного на поглощающем аксиконе. Это изобретение было запатентовано.
11. Поглощающий аксикон и фильтр на его основе могут быть использованы и в другом качестве – для определения центра несимметричных лазерных пучков и

изображений.

Практическая ценность:

Представленные в диссертации исследования гелий-калиевой плазмы могут быть использованы для разработки лазеров в ДУФ области спектра, определения таких параметров плазмы, как температура и концентрация электронов, плотность атомов и ионов на основных и возбужденных уровнях.

Предложенные конструктивные решения для азотного лазера могут применяться для генерации водородного, эксимерных или других типов коротковолновых лазеров.

Методы неразрушающей диагностики материалов могут найти применение для сортировки оптических, лазерных, полупроводниковых и других образцов перед использованием в различных приборах и устройствах.

Новые оптические элементы на основе поглощающего аксикона, которые позволяют точно измерять центр, радиус и расходимость лазерных пучков, могут использоваться при проведении высокоточных экспериментов.

На защиту выносятся основные положения диссертации:

1. Разработка модели переднего фронта пробоя смеси гелия с парами калия при постоянной температуре электронов и экспоненциальном временном нарастании удельной мощности накачки в определенных областях плазмы с целью оценки временной эволюции плотностей атомов гелия и калия в долгоживущих состояниях с точки зрения осуществления ДУФ генерации.
2. Предложение подходов для оценки параметров плазмы импульсного разряда полого катода смеси гелия с парами калия с целью оценки концентраций атомов гелия и калия на метастабильных уровнях.
3. Механизмы определения плотности долгоживущих автоионизационных уровней калия в непрерывном разряде в смеси He-K с целью оценки потерь и значений интенсивностей эмиссии ДУФ линий (в том числе новых) с этих уровней.
4. Принципы временной эволюции энерговклада в разряд и создания инверсной населенности в молекулярном азоте при импульсной электрической накачки секционированной малоиндуктивной лазерной установки в рамках представленной модели.
5. Выявление особенностей поведения элементарных частиц в послесвечении пробоя, образованного фокусировкой излучения фемтосекундного лазерного пучка в атмосфере, путем использования техники накачки-зондирования.
6. Методические подходы для проведения неразрушающего контроля качества и определения локальных параметров в объеме прозрачных или полупрозрачных лазерных, оптических и других материалов с помощью приложения направленных друг на друга лазерных пучков.
7. Принципы определения локального коэффициента ослабления света путем генерации вспышек для зондирования атмосферы, водных сред, а также с помощью использования излучения светил космического пространства.
8. Выявление причин глубоко-модулированного пространственного распределения конического излучения, образованного при прохождении лазерного пучка через

аксикон, связанных с особенностями поля дифракции аксикона у вершины.

9. Выделение особых свойств распределения бесселевого пучка, образованного при прохождении радиально-симметричных пучков (гауссового, лаггерр-гауссового, супер-гауссового) через поглощающий аксикон.

10. Методические основы для определения параметров как радиально-симметричных лазерных пучков, так и несимметричных пучков и изображений, с помощью светового фильтра на основе поглощающего аксикона.

Работы автора.

По теме диссертации опубликовано 30 работ: в том числе – 16 статей в научных журналах, 3 патента, 11 тезисов и сборников трудов конференций.

Личный вклад автора.

В работе [1-3] автор определил акцепторные и верхние лазерные уровни в автоионизационном спектре калия и рубидия, а также рассчитал необходимые условия плазмы для осуществления ДУФ генерации. В [4] автор вычислил необходимую концентрацию автоионизационных уровней, параметры усиления ДУФ излучения. В работах [5,8] автор выполнил экспериментальную часть работы, связанную с разработкой и проведением экспериментов с газоразрядной трубкой с полым катодом, а также провел расчеты концентраций возбужденных уровней гелия. В [6,7,9] автор осуществил расчеты населенностей автоионизационных уровней калия, оценил яркость эмиссии от коаксиальной газоразрядной трубки и соответствующие потери пучка в монохроматоре. В работе [10] автор предложил электрическую схему лазера, а также вычислил параметры газоразрядной плазмы и лазерной генерации. В [11, 12, 22], выполненных с соавторами из Италии, автор объяснил явления, выявленные при экспериментальных исследованиях. В [16] соавторы обеспечивали изготовление образцов, в то время как автор предложил методику и провел эксперименты.

16 работ [13-15, 17-21, 23-30] не имеют соавторов.

Апробация работы.

Результаты исследований по теме диссертации докладывались на XI Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике (г.Ереван, 1982г.), VI Всесоюз. конф. по физике ВУФ излучения (г.Москва, 1982г.), IX Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений (г.Рига, 1984г.), II Всесоюз. совещании по физике электронного пробоя газов (г.Тарту, 1984г.), XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике (Москва, 1985), VIII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом (г.Ленинград, 1990г.), IV Межд. конф. по лазерам и их приложениям (Пловдив, Болгария, 1990), Межд. конф. CLEO/Europe-EQEC (Мюнхен, Германия, 2003), Межд. конф. «Лазерная Физика» (Аштарак) в 2001, 2005, 2007, 2009гг.

Диссертация состоит из введения, 6-и глав, заключения и списка литературы со ссылками на 185 работы. Общий объем диссертации составляет 229 с., количество рисунков – 87.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

Первые параграфы всех глав содержат введение в соответствующую область исследований.

В первой главе исследованы параметры плазмы гелия с парами калия в локальных областях разряда.

В параграфе 1.2 представлены результаты расчетов заселения долгоживущих автоионизационных уровней калия в смеси с гелием при облучении мишени мощным лазерным импульсом [1-4].

Лазерная генерация в ДУФ и в мягком рентгеновском диапазонах является важной задачей для приложений в области диагностики плотной плазмы, микроскопии в коротковолновом диапазоне, литографии, биомедицине и в многих других областях современной науки и техники. Основные схемы для осуществления лазерной генерации в коротковолновой области спектра были предложены в 1970-1980-х годах. Лишь в конце восьмидесятых годов были проделаны первые успешные эксперименты по осуществлению лазерной генерации в ДУФ области спектра, в том числе и путем использования автоионизационных уровней щелочных металлов.

Согласно расчетам, для осуществления коротковолновой генерации необходимо заселять соответствующий накопительный автоионизационный уровень до значений $\sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Далее, в поле мощного лазерного пучка с этого уровня осуществляется перекачка населенности на верхний лазерный уровень. В то же время производится опустошение нижнего лазерного уровня путем фотоионизации.

Предложение заселения автоионизационных уровней калия в столкновительных реакциях с гелием основывается на том, что некоторые долгоживущие квартетные уровни энергетически близко расположены к 2^1S и 2^3S метастабильным состояниям гелия. Таким образом, благодаря метастабильям гелия наряду с заселением с помощью электронных соударений появляется дополнительный канал заселения автоионизационных уровней калия. Разность энергии между уровнями 2^3S и $3p^5 3d 4s^4 P_{5/2}$ составляет (-0,04) эВ, а между 2^1S и $3p^5 3d 4s^4 F_{3/2}$ – 0,006 эВ. Эти автоионизационные уровни служат для накопления энергии с целью последующего использования для ее перекачки на верхний лазерный (автоионизационный) уровень. Для осуществления ДУФ генерации можно использовать и другие пары инертных газов и щелочных металлов.

Чтобы определять параметры плазмы гелия с парами калия, был предложен модель, удовлетворяющий условиям осуществления коротковолновой генерации. Принцип построения модели состоит в следующем:

- изучается плазма на переднем фронте энерговклада в плазму,
- энергия, внедряемая в плазму на переднем фронте накачки, достаточна для поддержания средней энергии электронов на постоянном уровне при экспоненциальном нарастании концентрации электронов,
- в качестве ионов учитываются только однозарядные ионы гелия и калия,
- осуществляется пошаговый расчет концентраций атомов на соответствующих уровнях атомов, а также ионов и электронов,

- расчеты по предложенной модели завершаются, когда основная часть атомов калия ионизируется.

Начальные условия на фронте накачки следующие: средняя энергия электронов – 20эВ, концентрация электронов – $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов гелия – $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов калия – $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Значение начальной удельной мощности на первом этапе вычислений параметров плазмы определяется как $3,2 \times 10^7 \text{ Вт} \times \text{см}^{-3}$. Расчеты путем решения уравнений населенностей соответствующих уровней с учетом скоростей соответствующих реакций показывают, что концентрация атомов на обоих метастабильных уровнях гелия примерно одинакова и в конце фронта накачки достигает значений $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Плотность атомов на автоионизационных $3p^5 3d 4s^2 {}^4P_{5/2}$ и $3p^5 3d 4s^2 {}^4F_{3/2}$ уровнях калия в конце фронта накачки оценивается как $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует условиям необходимой концентрации для осуществления генерации в ДУФ области. Внедряемая в плазму удельная мощность в конце фронта накачки достигает $5 \times 10^{10} \text{ Вт} \times \text{см}^{-3}$.

Рассмотрим одну из возможных схем осуществления ДУФ генерации с использованием $3p^5 3d 4s^2 {}^4F_{3/2}$ автоионизационного уровня калия. В качестве верхнего лазерного уровня для ДУФ генерации выберем $3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ уровень, а нижнего – $3p^6 3D^2 {}^2D_{5/2}$ уровень калия. Вероятность автоионизации $3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ уровня составляет $4,88 \times 10^{10} \text{ с}$, в то время как вероятность радиационного распада на $3p^6 3d^2 {}^2D_{5/2} - A = 7,25 \times 10^8 \text{ с}$. Длины волн λ соответствующих $3p^5 3d 4s^2 {}^4F_{3/2} - 3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ и $3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2} - 3p^6 3D^2 {}^2D_{5/2}$ переходов равны 1,4 мкм и 65,9 нм, а силы осцилляторов $\sim f_1 = 10^{-6}$ и $f_2 = 0,0463$. Если населенность $3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ уровня достигает значения 10^{13} см^{-3} , то для коэффициента усиления получаем 2 см^{-1} . $3p^5 3d 4s^2 {}^4F_{3/2} - 3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ переход с помощью лазерной накачки должен производиться быстрее распада верхнего автоионизационного уровня, которая определяется автоионизацией этого уровня. Таким образом, для осуществления этого перехода необходимо использовать ~ 10 пикосекундный лазер. Вероятность перехода оценивается 34 с^{-1} , естественное уширение составляет $4 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$. Следовательно, для сечения поглощения получим $1,33 \times 10^{-17} \text{ см}^2$. Чтобы осуществить накачку $3p^5 3d 4s^2 {}^4F_{3/2} - 3p^5 3d({}^1D) 4s^2 {}^2D_{5/2}$ за 10пс, необходим плотность потока фотонов $\sim 10^{28} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$, что соответствует интенсивности лазерного пучка $\sim 10^9 \text{ Вт} \times \text{см}^{-2}$. Расчеты показывают, что в режиме насыщения генерированного пучка, вероятность вынужденного излучения становится больше вероятности автоионизации, что позволяет избежать ненужных потерь населенности верхнего лазерного уровня во время генерации.

Опустошение нижнего лазерного $3p^6 3D^2 {}^2D_{5/2}$ уровня можно осуществить с помощью лазера с длиной волны меньше 743 нм. Сечение фотоионизации этого уровня составляет $2,8 \times 10^{-17} \text{ см}^2$. Для эффективного опустошения за $\sim 10^{-11} \text{ с}$, интенсивность соответствующего лазера также должна составить $\sim 10^9 \text{ Вт} \times \text{см}^{-2}$.

В параграфе 1.3 исследована концентрация атомов на метастабильных уровнях гелия в смеси He-K в импульсном разряде полого катода [5, 8].

Из-за специфической конструкции газоразрядной трубки, разряд в полом катоде позволяет осуществлять относительно интенсивное возбуждение энергетически высокорасположенных уровней атомов. Импульсный разряд в чистом гелии

позволяет получать концентрации порядка $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в метастабильных $2s^3S$ и $2s^1S$ состояниях. Однако добавление легкоионизируемой компоненты (в частности паров металлов) уменьшает их концентрацию.

Газоразрядная трубка из пирекса была сконструирована на основе принципа тепловой трубы. Катод, который представлял собой цилиндр из нержавеющей стальной фольги диаметром 0,8 см, длиной 8 см, с вырезом шириной 3 мм, помещался внутри сетчатого анода из нержавеющей стали длиной 30 см и диаметром 2,7 см. Для осуществления импульсного разряда использовались конденсаторы с общей емкостью 70 нФ, которые заряжались до напряжений несколько кВ.

Для проведения расчетов параметров плазмы была применена модель, представленная в предыдущем параграфе. Применительно к нашим экспериментальным условиям, можно определить, что напряжение в газоразрядном промежутке нарастает очень быстро (относительно длительности переднего фронта энерговклада) и поддерживается на этом уровне до конца применимости модели. Это позволяет вычислять параметры плазмы при постоянной температуре электронов. При этом, ток разряда увеличивается экспоненциально от времени, что определяет экспоненциальный рост удельной мощности на фронте накачки. Значение начальной удельной энергии электронов во всех случаях плотности паров калия определяется как $10^{13} \text{ эВ} \times \text{см}^{-3} = 1,6 \times 10^{-6} \text{ Дж} \times \text{см}^{-3}$.

Для определения параметров разряда были определены начальные условия на фронте накачки: средняя энергия электронов – 3,9 эВ, концентрация электронов – $2,6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов гелия – $1,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов калия – 10^{14} см^{-3} . Плотность атомов на метастабильных уровнях гелия достигает $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а на $3p^53d4s^4P_{5/2}$ и $3p^53d4s^4F_{3/2}$ уровнях калия – 10^{10} см^{-3} . Основными каналами заселения $3p^53d4s^4P_{5/2}$ и $3p^53d4s^4F_{3/2}$ уровней калия являются столкновительная передача возбуждения от $2s^3S$ и $2s^1S$ уровней гелия (соответственно 60% и 95% от всего заселения этих автоионизационных уровней).

В случае увеличения плотности паров калия до 10^{15} см^{-3} , средняя энергия электронов уменьшается до 3,6 эВ. С увеличением паров калия на порядок, плотность на долгоживущих автоионизационных уровнях калия увеличивается в 6 раз. Каналы столкновительного заселения автоионизационных уровней $3p^53d4s^4P_{5/2}$ и $3p^53d4s^4F_{3/2}$ калия через $2s^3S$ и $2s^1S$ метастабильные состояния гелия составляют соответственно 30% и почти 90% от общего заселения этих уровней.

При еще большем увеличении плотности паров калия до 10^{16} см^{-3} , средняя энергия электронов уменьшается до 2,4 эВ. Общий энерговклад в этом случае в плазму недостаточен для существенной ионизации атомов калия. Из-за недостаточности энергии возбуждения плазмы для поддержания экспоненциального роста энерговклада на фронте накачки, концентрации атомов на долгоживущих уровнях гелия и калия относительно невысокие. Основным каналом для заселения автоионизационного $3p^53d4s^4F_{3/2}$ уровня калия является столкновительное возбуждение с $2s^1S$ метастабилем гелия (почти 70%). Заселение уровня $3p^53d4s^4P_{5/2}$ калия через столкновения с $2s^3S$ метастабилем гелия составляет 10%.

В эксперименте для измерения концентрации атомов на метастабильных $2s^3S$ и $2s^1S$ уровнях гелия в плазме гелия (с плотностью $1,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с парами калия (с плотностью $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$) использовалось явление пленения (перепоглощения)

излучения. Для этого исследовалось отношение интенсивностей двух линий на разрешенных переходах с высоколежащего состояния на уровни с $n=2$. Так, например, для определения населенности синглетного метастабильного уровня были рассмотрены переходы $3p\ ^1P-2s\ ^1S$ и $3d\ ^1D-2p\ ^1P$ на длинах волн 501,5 и 667,8 нм, соответственно. Было доказано, что в плазме из-за электронных и атомных соударений населенности состояний с одинаковым числом n при $n \geq 3$ находятся в равновесном состоянии и их относительная населенность определяется статистическим весом соответствующего уровня. Зная отношения оптических толщин и отношения интенсивностей представленных переходов можно с помощью соответствующей функции однозначно находить коэффициенты Ладенбурга-Леви и определять плотности нижних уровней переходов. Для определения плотности на триплетном метастабильном уровне были рассмотрены переходы $3p\ ^3P-2s\ ^3S$ (388,8 нм) и $3d\ ^3D-2p\ ^3P$ (587,6 нм). В таблице 1 представлены данные расчетов по представленной модели плазмы и экспериментальные значения, которые фактически определяют усредненные во времени значения населенностей этих уровней.

Таблица 1.

Уровень гелия	Плотность паров калия 10^{14} см^3	Плотность паров калия 10^{15} см^3	Плотность паров калия 10^{16} см^3
$2s\ ^3S$ (расчет)	$5,38 \times 10^{13}\text{ см}^3$	$3,49 \times 10^{13}\text{ см}^3$	$2,39 \times 10^{11}\text{ см}^3$
$2s\ ^3S$ (эксперимент)	$3,5 \times 10^{12}\text{ см}^3$	$1,5 \times 10^{12}\text{ см}^3$	$4 \times 10^{11}\text{ см}^3$
$2s\ ^3S$ (расчет)/(экс.)	15,2	23,3	0,6
$2s\ ^1S$ (расчет)	$1,90 \times 10^{13}\text{ см}^3$	$1,25 \times 10^{13}\text{ см}^3$	$1,21 \times 10^{11}\text{ см}^3$
$2s\ ^1S$ (эксперимент)	$2,3 \times 10^{11}\text{ см}^3$	$1,6 \times 10^{11}\text{ см}^3$	$7 \times 10^{10}\text{ см}^3$
$2s\ ^1S$ (расчет)/(экс.)	82,2	78,1	1,73

В случае плотности паров калия до 10^{15} см^3 , несоответствие вычисленных и экспериментально измеренных населенностей метастабильных состояний гелия легко объяснить. После ввода максимальной энергии на переднем фронте разряда в плазме уменьшается температура электронов, и начинают преобладать релаксационные процессы. Это особенно касается населенности $2s\ ^1S$ уровня: при соударениях с медленными ионами происходит релаксация как на основной, так и на $2s\ ^3S$ уровень гелия. Расчетные значения населенностей долгоживущих автоионизационных $3p\ ^53d4s\ ^4P_{5/2}$ и $3p\ ^53d4s\ ^4F_{3/2}$ автоионизационных уровней калия в конце переднего фронта накачки представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Автоионизацион. уровень калия	Плотность паров калия 10^{14} см^3	Плотность паров калия 10^{15} см^3	Плотность паров калия 10^{16} см^3
$3p\ ^53d4s\ ^4P_{5/2}$	$1,13 \times 10^{10}\text{ см}^3$	$6,27 \times 10^{10}\text{ см}^3$	$6,37 \times 10^9\text{ см}^3$
$3p\ ^53d4s\ ^4F_{3/2}$	$1,09 \times 10^{10}\text{ см}^3$	$6,10 \times 10^{10}\text{ см}^3$	$5,00 \times 10^9\text{ см}^3$

В параграфе 1.4 изучается спектр излучения калия от непрерывного разряда полого катода в области 50÷100нм [6, 7, 9].

Из-за малых времен жизни, спектроскопическое исследование автоионизационных уровней различных элементов обычно проводится по спектрам поглощения. Однако некоторые линии, возникающие при переходах между квартетными автоионизационными и обычными уровнями калия могут наблюдаться и в спектрах излучения.

Для регистрации спектра излучения разряда в области 50÷80 нм использовался вакуумный монохроматор ВМР-2 с системой дифференциальной откачки, позволяющей получить давление 10^{-4} тор в камере монохроматора при давлении 0.5÷3 тор в разрядной трубке. Пропускание ДУФ излучения осуществлялось через щель откачки гелия с диаметром 0,5 мм. Применялась схема фотоэлектрической регистрации с канальным электронным умножителем ВЭУ-6 в режиме счета фотонов. Коаксиальный разряд создавался в кварцевой трубке, работающей по принципу тепловой трубы. В качестве катода использовалась сетка из нержавеющей стали с внутренним диаметром 1,6 см. Анодом служил молибденовый стержень с толщиной 2 мм. Длина газоразрядной части составлял 15 см.

Таблица 3.

Длина волны, λ	Переход	Расчет потока фотонов	Экспериментальное значение потока фотонов
1. 77,82 нм	$3p^5 3d4s \ ^4P_{5/2} - 3p^6 6d \ ^2D_{5/2,3,2}$	–	1 c^{-1}
2. 76,90 нм	$3p^5 3d4s \ ^4P_{5/2} - 3p^6 5d \ ^2D_{5/2,3,2}$	–	1 c^{-1}
3. 75,29 нм	$3p^5 3d4s \ ^4P_{5/2} - 3p^6 4d \ ^2D_{5/2,3,2}$	–	4 c^{-1}
4. 72,12 нм	$3p^5 3d4s \ ^4P_{5/2} - 3p^6 3d \ ^2D_{5/2,3,2}$	$24,33 \text{ c}^{-1}$	10 c^{-1}
5. 69,14 нм	$3p^5 3d4s \ ^4F_{3/2} - 3p^6 3d \ ^2D_{5/2,3,2}$	$1,88 \text{ c}^{-1}$	3 c^{-1}
6. 67,40 нм	$3p^5 4s4p \ ^4S_{3/2} - 3p^6 4p \ ^2P_{3/2,1/2}$	$23,25 \text{ c}^{-1}$	30 c^{-1}
7. 55,45 нм	$22.36 \text{ эВ} - 3p^6 4s \ ^2S_{1/2} (?)$	–	2 c^{-1}

При напряжении 400 В и токе 150 мА, внедряемая в плазму мощность составляет 60 Вт. В стационарном режиме разряда, когда плотности электронов и ионов не меняются в течении времени, плотность «рожденных» электронов и ионов за определенный промежуток времени равна плотности «вымерших» электронов и ионов за этот промежуток. Расчеты, проведенные с помощью модели плазмы показывают, что если плотность электронов составляет $9 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, то за 1 нс в

плазме образуются $6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ новых электронов и ионов калия (плотность ионов гелия незначительна). Из-за потерь и дифракции на щели откачки, дифракции на решетке монохроматора, расходимости пучка в газоразрядной трубке, потерь на фотокатоде, доля регистрированных за единицу времени фотонов относительно «рожденных» в плазме составляет $6,25 \times 10^{-14}$.

В таблице 3 представлены расчетные и экспериментальные значения потоков фотонов линий автоионизационного эмиссионного спектра калия. Линии 1, 5, 7 впервые зарегистрированы нами, причем 1 и 5 надежно идентифицированы.

Во второй главе были определены характеристики плазмы при электрическом и лазерном пробоях в молекулярных газах.

В параграфе 2.2 определены параметры плазмы газоразрядной области компактного секционированного газового лазера с продольным возбуждением молекулярного азота [10].

Лазеры на N_2 , H_2 занимают важное место среди других наиболее мощных УФ лазеров. Особенностью работы этих лазеров на самоограниченных переходах является то, что вероятности радиационных распадов нижних лазерных уровней меньше, чем у верхних. В молекуле N_2 из-за сравнительно больших поперечных сечений возбуждения электронным ударом происходит преимущественное заселение триплетного S^3P_u уровня по отношению к низкорасположенному уровню V^3P_g . При этом время жизни S^3P_u уровня (~ 40 нс) значительно меньше чем у уровня V^3P_g (~ 10 мкс). Условия для генерации в H_2 еще более жесткие, так как время жизни верхнего лазерного уровня составляет ~ 1 нс.

Разработка лазеров на самоограниченных переходах стимулировало создание мощных быстродействующих систем накачки, в частности, двойной формирующей линии (ДФЛ) или линии Блюмляйна. Укорачивание переднего фронта электрического импульса накачки в ДФЛ происходит путем уменьшения индуктивностей электрической цепи. Благодаря этому, удастся значительно увеличить выходные характеристики электрогазоразрядных лазеров на самоограниченных переходах.

Конструкция газового лазера состояла из 16 секций с общей длиной газоразрядного промежутка 11,2 см. Каждая секция секционированного лазера представляет из себя сложенную ДФЛ. Для коммутации всех секций лазера использовался малоиндуктивный разрядник (~ 2 нГ), наполненный азотом под высоким давлением (~ 20 атм). Емкость всех накопительных линий составляла 6 нФ. Индуктивность всей электрической цепи оценивается $7 \div 8$ нГ.

Фотографированием спектра излучения лазера с помощью спектрографа ИСП-30 было установлено, что генерация происходит на длинах волн 297,7 нм, 315,9 нм, 337,1 нм, 357,7 нм. Однако самой интенсивной, как и ожидалось, является излучение с длиной волны 337,1 нм, соответствующий колебательному переходу 0-0. При напряжении 8 кВ и давлении азота 70 тор энергия лазерного импульса излучения составила 0,2 мДж, а расходимость ~ 10 мрад. Длительность импульса на полувысоте составила 2 нс. Таким образом, к.п.д. лазера равняется 0,1% от энергии, накопленной в полосовых линиях.

В рамках представленной в первой главе модели для концентрации электронов в конце фронта накачки было получено значение $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Значение инверсной населенности достигает $1,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Населенность верхнего лазерного C^3P_u уровня на порядок больше значения инверсной населенности. Через ~ 2 нс после пробоя удельная мощность в плазму достигает $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^3$.

В эксперименте было получено, что излучение лазера у выхода газоразрядной трубки насыщается. Если предположить, что основная часть энергии инверсной населенности в конечных 2-х секциях лазера преобразуется в энергию лазерной генерации, то на этом промежутке энергия излучения увеличивается на $7,6 \times 10^{-5} \text{ Дж}$. Эта величина находится в хорошем согласии с экспериментальным значением $6,7 \times 10^{-5} \text{ Дж}$. В центральной части газоразрядного промежутка усиление импульса генерации равняется 300 дБ/м, что существенно больше приведенных в литературе данных 60÷110 дБ/м.

В параграфе 2.3 исследована временная эволюция послесвечения плазмы, произведенного фемтосекундными лазерными импульсами [11, 12].

Пробой в воздухе и образование плазмы могут быть получены путем фокусировки мощных лазерных пучков в атмосфере. В качестве источника излучения в эксперименте использовалась система лазер-усилитель на основе лазера титан:сапфир со следующими параметрами: длительность пучка – 100 фс, энергия импульса – 1 мДж, длина волны – $\lambda = 800 \text{ нм}$, частота следования импульсов – 1 кГц. Горизонтально поляризованный лазерный пучок проходит через интерферометр Майкельсона, где светоделительная пластина разделяет лазерный пучок на две части. Один из отражающих призм может перемещаться, что позволяет изменять время задержки между первым импульсом накачки и вторым импульсом зондирования. Оба пучка фокусируются в воздухе, в одной точке.

Послесвечение плазмы наступает после осуществления пробоя в воздухе при атмосферном давлении с помощью фокусировки лазерного импульса накачки. Экспериментальные исследования показали, что если зондирующий импульс отстает по времени на определенный временной интервал относительно импульса накачки, то происходит резкое возрастание количества фотонов из-за комбинированного эффекта обоих импульсов. Зависимость общего количества излученных фотонов от времени задержки между импульсами накачки и зондирования показывает необычное поведение в течении первых 100 пс, заключающегося в увеличении эмиссии фотонов во временном интервале, гораздо превышающем длительность импульса накачки. На рис. 1 представлена зависимость амплитуды детектируемого светового сигнала F от времени задержки τ между лазерными импульсами накачки и зондирования в пикосекундной временной шкале ($\tau < 250 \text{ пс}$). Энергия импульса накачки составляет $E_{p1} = 100 \text{ мкДж}$. Кружки и квадратики соответствуют энергии импульса зондирования $E_{p2} = 100 \text{ мкДж}$ и $E_{p2} = 80 \text{ мкДж}$.

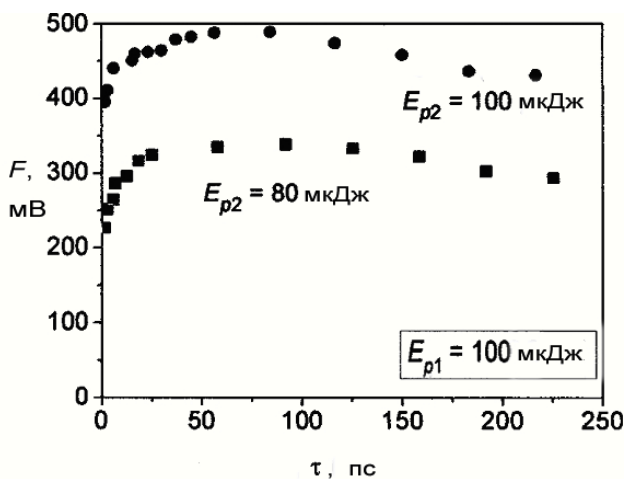


Рис. 1.

С первого взгляда, неожиданным результатом этих измерений является «необычное» поведение сигнала ФЭУ, который показывает значительное увеличение сигнала эмиссии фотонов при значениях $\tau \approx 50 \div 100$ пс по сравнению со значением $\tau = 0$. Прирост составляет примерно 20% в случае $E_{p2} = 100$ мкДж и 60% в случае $E_{p2} = 80$ мкДж. Таким образом, мы можем констатировать, что концентрация электронов достигает максимального значения примерно через ~ 70 пс после затухания импульса накачки. При более длительных временах задержки, интенсивность эмиссии следует примерно экспоненциальному закону убывания с длительностью порядка 1 нс. Были проведены теоретические исследования путем решения уравнений населенностей, включающие молекулы N_2 и O_2 , их однократно ионизированные ионы и электроны. На рис. 2 показана вычисленная плотность свободных электронов n_e , ионов O_2^+ и N_2^+ .

Таким образом, было доказано, что это явление связано с увеличением плотности электронов, что происходит в течении первых 70 пс после «отключения» импульса накачки, когда высокоэнергетичные электроны (созданные этим импульсом) сохраняют способность ионизировать молекулы кислорода и азота.

Путем временного перекрытия пучков накачки и зондирования была получена автокорреляционная функция. Это позволило измерять длительность лазерного пучка – 105 фс.

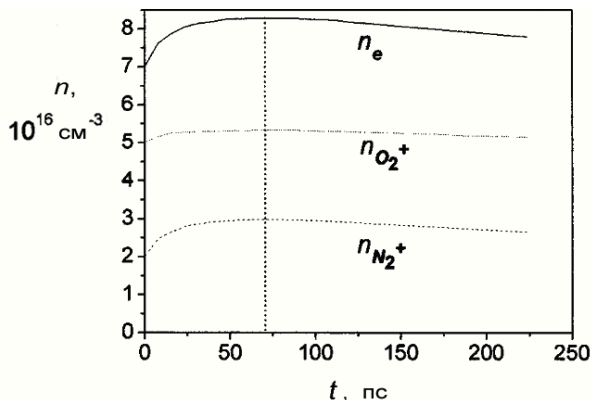


Рис. 2.

Третья глава посвящена определению локальных параметров кристаллов, дисперсных и неоднородных сред.

Параграфы 3.2, 3.3 посвящены определению локального коэффициента ослабления дисперсной среды [13].

Метод встречных лазерных пучков, который рассматривается в этой главе, позволяет в приближении однократного рассеяния неразрушающим образом с большой точностью находить величины неоднородно-распределенных оптических характеристик в локальных областях прозрачных и полупрозрачных материалов и сред и, таким образом, определять пространственные распределения этих характеристик. В случае исследования дисперсных сред для коэффициента ослабления среды в интервале (x_a, x_b) было получено следующее уравнение

$$k(x_a, x_b) = \frac{1}{2(x_b - x_a)} \left[\ln \frac{I(x_a)I'(x_b)}{I'(x_a)I(x_b)} - \varphi(\theta_a, \theta_b) \right], \quad (1)$$

где I и I' - интенсивности рассеянных пучков при облучении среды с противоположных сторон, $\varphi(\theta_a, \theta_b)$ - коэффициент, зависящий только от формы индикатрисы рассеивающих частиц. Следовательно, разбивая путь падающего лазерного излучения на интервалы (x_1, x_2) , (x_2, x_3) , (x_3, x_4) и т.д. и регистрируя рассеянный свет из соответствующих малых объемов с центрами в точках $x_1, x_2, x_3, \dots$, можно вычислить значения локальных коэффициентов ослабления в дисперсной среде.

В эксперименте излучение гелий-неонового лазера, проходя через систему зеркал, попадает в кювету с дисперсной средой. Были получены пространственные распределения коллоидного раствора эмульсионного клея в дистиллированной воде и табачного дыма в воздухе.

Параграф 3.4 посвящен определению локальной концентрации примесей [14].

Решение уравнений, характеризующих флуоресценцию при облучении образца с противоположных сторон, позволяет находить распределение концентрации примесей по длине образца с произвольной локальной области с центром в точке x_0 :

$$N(x_0) = \frac{\sqrt{\phi(x_0)\phi'(x_0)}}{\alpha\sqrt{FF^{*'}}} = \frac{\sqrt{\phi(x_0)\phi'(x_0)}}{\alpha\sqrt{F^*F'}}. \quad (2)$$

Здесь F и F' - интенсивности пучков с противоположных сторон, F^* и $F^{*'} -$ интенсивности прошедших через образец пучков, $\phi(x_0)$ и $\phi'(x_0)$ - интенсивности флуоресценций, α - коэффициент пропорциональности. В эксперименте интенсивность излучения гелий-неонового лазера, падающего на образец, составляет 40 мВт, а интенсивность излучения с другого торца - 18 мВт. Излучение лазера с длиной волны 632,8 нм, проходя через лазерный элемент, частично поглощается ионами активатора Ho^{3+} со средней концентрацией гольмия в кристалле 4 ат.%. Лазерный элемент имеет диаметр 6,3 и длину 40 мм. Флуоресценция ионов гольмия регистрируется на длине волны 658,7 нм. На рис. 3 показана зависимость распределения концентрации Ho^{3+} по длине оси лазерного элемента.

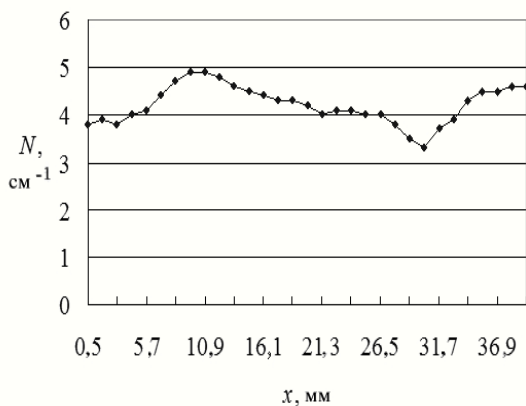


Рис. 3.

В параграфе 3.5 проведено измерение локальных характеристик кристаллов методом встречных лазерных пучков с учетом отражений от торцов [15-18].

Учет отражений лазерных пучков от плоско-параллельных торцов кристалла позволяет существенно увеличивать достоверность полученных результатов. Для пропускания света между торцом и локальной областью получим

$$T_{\lambda}(0, x_0) = \left[\frac{T_{\lambda}(\phi_{\lambda}(x_0)F' - \phi'_{\lambda}(x_0)FT_{\lambda}R)}{\phi'_{\lambda}(x_0)F - \phi_{\lambda}(x_0)F'T_{\lambda}R} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где R - коэффициент отражения света от торца кристалла, T_{λ} - пропускание света на всей длине кристалла, $\phi_{\lambda}(x_0)$ и $\phi'_{\lambda}(x_0)$ - интенсивности флуоресценции. Для концентрации примеси в локальной области получим

$$N(x_0) = [\phi_{\lambda}(x_0)F' - \phi'_{\lambda}(x_0)FT_{\lambda}R]^{1/2} \times \\ [\phi'_{\lambda}(x_0)F - \phi_{\lambda}(x_0)F'T_{\lambda}R]^{1/2} / \alpha FF'(1 - R)T_{\lambda}^{1/2}. \quad (4)$$

Была также получена формула для локальных значений коэффициента рассеяния под углом 90^0 - $P_{\lambda}(x_0)$, когда регистрируются лучи, которые рассеиваются на неоднородностях и дефектах кристалла под прямым углом по отношению к оси x :

$$P_{\lambda}(x_0) = [\phi_{\lambda}(x_0)F' - \phi'_{\lambda}(x_0)FT_{\lambda}R]^{1/2} \times \\ [\phi'_{\lambda}(x_0)F - \phi_{\lambda}(x_0)F'T_{\lambda}R]^{1/2} / \alpha FF'(1 - R)T_{\lambda}^{1/2}, \quad (5)$$

где $\phi_{\lambda}(x_0)$ и $\phi'_{\lambda}(x_0)$ - интенсивности рассеянных лучей на длине волны лазерных пучков. $P_{\lambda}(x_0)$ - фактически является одним из параметров, характеризующих оптическое качество по длине кристалла.

В эксперименте для облучения образцов использовался гелий – неоновый одномодовый лазер с длиной волны 633 нм и мощностью 30 мВт. На рис. 4 представлены концентрации примеси и профили коэффициента рассеяния под углом 90^0 кристаллов $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ ($l=60\text{мм}$, $\varnothing 10\text{мм}$) и $\text{LiYF}_4:\text{Nd}^{3+}$ ($l=78\text{мм}$, $\varnothing 10\text{мм}$), выращенных методом Стокбергер-Бриджмена: а) профили концентрации ионов Er^{3+} (1) и Nd^{3+} (2), б) профили коэффициента рассеяния света под углом 90^0 . Диаметр сфокусированных пучков лазера в кристалле в области фокуса не превышал 0,1мм. Для регистрации сигналов использовались монохроматор МДР-2 и фотоумножитель ФЭУ-62.

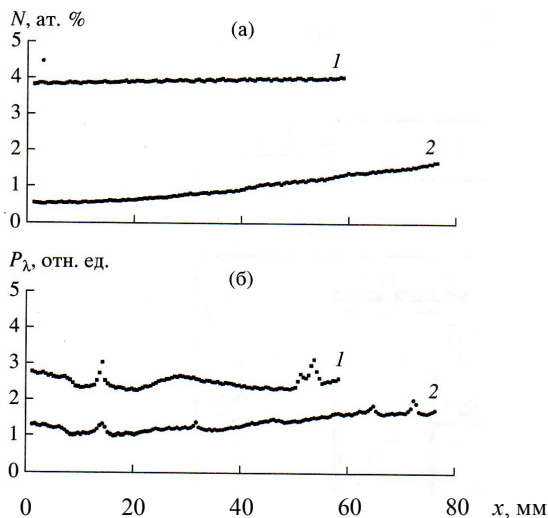


Рис. 4.

В параграфе 3.6 описан прибор для объемного анализа прозрачных и полупрозрачных образцов.

На основе метода встречных лазерных пучков был сконструирован прибор. Прибор предназначен для неразрушающего контроля качества и точного определения следующих локальных и интегральных параметров в объеме прозрачных или полупрозрачных лазерных, оптических и других материалов:

- концентрации активаторов или других атомарных и ионных примесей,
- коэффициента ослабления света,
- коэффициента рассеяния света под углом 90° ,
- неоднородность коэффициента преломления света.

Представлены технические характеристики, оптическая схема, электрическая схема и механическая конструкция оптического прибора для неразрушающего контроля образцов. Прибор предназначен для работы с различными лазерными установками и различными регистрирующими системами.

В параграфе 3.7 представлен обобщенный метод встречных лазерных пучков [19].

В этом параграфе представлено решение системы уравнений, описывающих распространение встречных лазерных лучей через образец для общего случая, то есть

для произвольных полупрозрачных материалов (кристаллов, стекол, минералов, жидкостей и т.д.) с произвольными внешними формами, оптической плотностью и с произвольными распределениями внутренних параметров. Полученные формулы могут быть использованы для объемных исследований неоднородных полупрозрачных материалов и образцов, которые были подвергнуты любым типам воздействий и в результате этого потеряли пространственную однородность.

На рис. 5 представлено распределение параметров кристалла LiF с центрами окраски с размерами 6мм×6мм×6мм вдоль распространения лазерных пучков: плотность F -центров - N (треугольники), коэффициент рассеяния света под прямым углом - P_λ (квадратики).

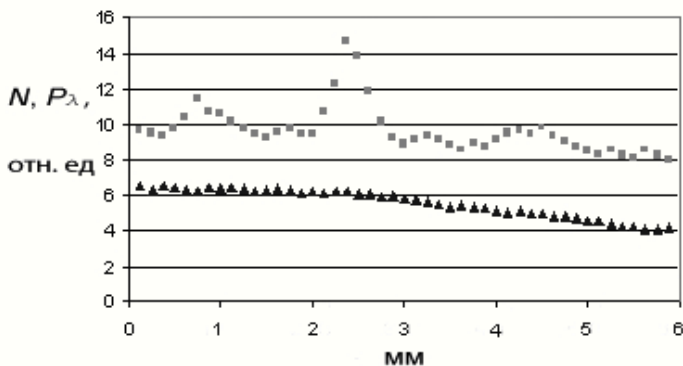


Рис. 5.

Четвертая глава посвящена использованию излучений от вспышек в атмосфере для определения коэффициента ослабления света в атмосфере в локальной области между ними.

В последние десятилетия широкое распространение получило исследование атмосферы с помощью мощных лазерных установок, способных зондировать атмосферу с поверхности земли.

Описанные в [20, 21] методы позволяют точно вычислять средний коэффициент ослабления между двумя произвольными точками, расположенными между двумя вспышками или между лазером и вспышкой. Было показано, что свет, который попадает в детектор в соответствующее мгновение может быть рассеян только из локальной области, сформированной пересечением конической апертуры с двумя эллипсоидами. Вспышки генерируются с помощью лазерных пучков, которые направляются либо на природные объекты — тонкие слои облаков, либо на рукотворные объекты, такие как воздушные шары или другие аппараты с малой скоростью. Может быть использована также рассеяние от частиц взрывов от

различных снарядов. Для реализации метода может применяться не только облучение мишеней, но и использование нелинейных процессов, инициированных ультракороткими интенсивными лазерными пучками. Регистрация рассеянного от определенных (расположенных между вспышками) локальных областей лучей осуществляется с помощью одного или двух детекторов. В случае осуществления двух вспышек в атмосфере коэффициент ослабления света между локальными областями, расположенными между вспышками находится как

$$K_{\lambda}(X_1, X_2) = -\frac{1}{x_2 - x_1} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{P_{\lambda}^*(X_1)P_{\lambda}(X_2)}{P_{\lambda}(X_1)P_{\lambda}^*(X_2)} + \ln \frac{x_2(x^* - x_1)}{x_1(x^* - x_2)} \right]. \quad (6)$$

где X_1 и X_2 - центры локальных областей, x_1 и x_2 - расстояния между вспышкой и соответствующими локальными областями, x^* - расстояние между вспышками, P_{λ} и P_{λ}^* - значения мгновенных мощностей излучения от локальных областей с центрами в X_1 и X_2 .

Предполагается, что характеристики атмосферы постоянны внутри локальной области с линейными размерами порядка ~ 10 м. Следовательно, длительности импульсов вспышек оцениваются как ≤ 50 нс. Генерирование одного или двух вспышек в атмосфере предлагается путем облучения лазером различных объектов. При этом рассеяние, диффузное отражение или люминесценцию от этих объектов наблюдается детекторами. Мы можем облучать природные объекты - тонкие слои облаков. В промышленных регионах и в городах - заводские трубы, башни или стены высотных зданий могут быть облучены для измерения загрязненности воздуха. Для генерации вспышек в интересующем нас области атмосферы следующие мишени для облучения лазером могут быть использованы:

- а) Воздушные шары или другие аппараты с малой скоростью, например, малые модели летательных аппаратов (с длиной ~ 1 м), управляемые с поверхности земли.
- б) В особых случаях, искусственные облака при взрывах некоторых типов артиллерийских снарядов (дымовых, осветительных и пиротехнических снарядов) или видимые трассы в атмосфере после прохождения ракет.

Однако, следует подчеркнуть, что генерирование вспышек с помощью лазеров могут быть осуществлены и при отсутствии мишеней. В последние годы некоторые нелинейные процессы были продемонстрированы при использовании интенсивных фемтосекундных лазерных пучков для облучения атмосферы. Такие процессы, как образование нити или генерация континуума белого света могут быть использованы для реализации представленного метода. Подчеркнем, что для всех случаев, представленных в этом параграфе, экспериментальная установка может быть размещена только на поверхности земли. Описанный метод может быть использован для измерения подводных характеристик озер, морей и океанов.

Используя представленный метод при различных длинах волн, можно получить надежные экспериментальные данные относительно пылевых и газовых облаков, находящихся между двумя космическими светилами (звездами, галактиками и т.д.). Эти результаты позволяют оценить размеры частиц пыли, их плотность и т.д. Из-за того, что расстояния между этими объектами слишком велики, можно использовать удлиненные импульсы, например, усиление или ослабление яркости этих объектов в течении суток или годов.

В пятой главе исследовано влияние локальной области у вершины аксикона на дифракцию лазерного пучка в нем.

В параграфах 5.2-5.4 рассматривается преобразование параметров гауссового пучка в аксиконе в зоне образования полого конического излучения [22].

Аксикон является особым видом оптической линзы с конической поверхностью, позволяющей сфокусировать лучи точечного источника света в линию по длине оси. При прохождении через аксикон лазерное излучение преобразовывается в бесселевый пучок.

После зоны бесселевого пучка, поперечное сечение дифрагированного излучения представляет из себя кольцо с расширяющимся от расстояния диаметром. Внимательно рассмотрев структуру кольца в радиальном направлении, мы обнаружим, что она состоит из концентрических колец с убывающими интенсивностями пиков ближе к оси распространения излучения (рис.6). Следует подчеркнуть, что огибающая линия пиков примерно соответствует расчетам поля дифракции аксикона.

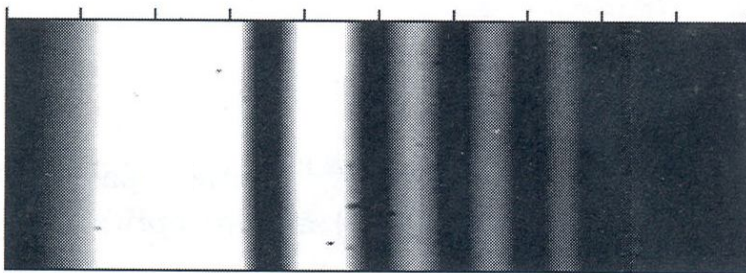


Рис. 6.

Поле излучения после прохождения через аксикон может быть представлено как излучение, возникшее от виртуального источника света, имеющего вид окружности с центром на оси аксикона и лежащем в плоскости, перпендикулярной этой оси. Распространение света от виртуального источника до поверхности дифракции может быть рассмотрено в рамках геометрической оптики.

Для оценки параметров дифрагированного поля, детектируемого на CCD, необходимо определять фазовые и амплитудные факторы в произвольной точке на плоскости наблюдения. Чтобы определить фазу на этой плоскости, две расстояния должны быть вычислены – между виртуальным источником и дифракционной конической поверхностью и между этой поверхностью и плоскостью наблюдения.

Амплитудный фактор вычисляется путем суммирования вкладов полей от всей поверхности дифракции.

Принимая во внимание как фазовую, так и амплитудную факторы, амплитуда поля дифрагированного излучения в точке наблюдения определяется из соответствующего интеграла Френеля. Однако, вычисляя этот интеграл, мы получим огибающую без контрастной структуры. Несоответствие этих результатов поля дифракции с реальным распределением с контрастной структурой распределения интенсивности говорит о необходимости более детального рассмотрения фактора вершины аксикона.

Дело в том, что из-за явления дифракционного лимита, фазовый фронт дифрагированного пучка значительно искривляется вблизи точки у вершины аксикона и становится более плоским. Резкое увеличение радиуса кривизны фазового фронта у вершины при постоянном азимутальном угле указывает, что дополнительная доля поверхности у вершины участвует в увеличении амплитудного фактора дифракционного поля. Чтобы учитывать этот эффект, в уравнение вводится специальный формирующий фактор, что позволяет объяснять контрастную структуру поля дифракции аксикона.

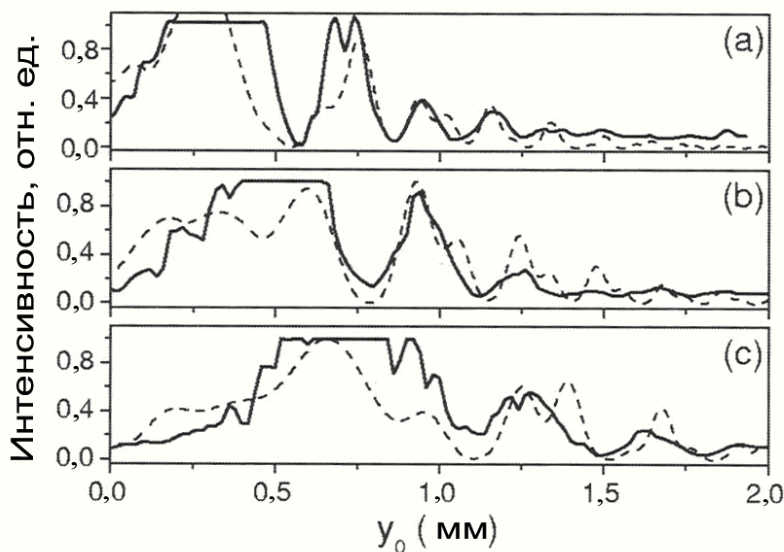


Рис. 7.

На рис. 7 показано сравнение измеренного распределения (в радиальном направлении y_0) интенсивности дифрагированного на аксиконе гелий-неонового лазерного пучка с соответствующими численными расчетами для различных

дистанций z между вершиной аксикона и CCD: а) 240 мм, б) 300 мм, с) 450 мм (пунктирная линия – расчеты, сплошная линия – эксперимент).

В параграфе 5.5 исследована дифракция света на аксиконе по зонам Френеля [23, 24].

Контрастная структура поля дифракции наблюдается на таких расстояниях от аксикона, при которых волновой параметр (число Френеля) $\sim w_c^2/z\lambda$ больше единицы (w_c – характерный размер светового пятна на аксиконе, который в данном случае определяется радиусом лазерного пучка). Следовательно, имеет место дифракция Френеля.

С целью определения распределения интенсивности на экране, произведем вычисление интеграла дифракции по отдельным зонам Френеля в тангенциальном направлении на дифракционной поверхности. Для этого, поверхность дифракции мысленно разбивается на элементы, поверхность которых образуется линиями, исходящими из вершины аксикона. Доказывается, что амплитуда от всех точек дифракционной поверхности примерно равна 0,76 части амплитуды первой тангенциальной зоны Френеля.

На рис. 8 представлено распределение относительной интенсивности F лазерного пучка в радиальном направлении, дифрагированного на аксиконе, при $s=900$ мм (что соответствует расстоянию между лазером и аксиконом ~ 1500 мм), $z=300$ мм, радиусе лазерного пучка 1 мм. Пунктирная кривая характеризует экспериментальное распределение интенсивности света, полученное на CCD, а сплошная линия соответствует вычислениям.

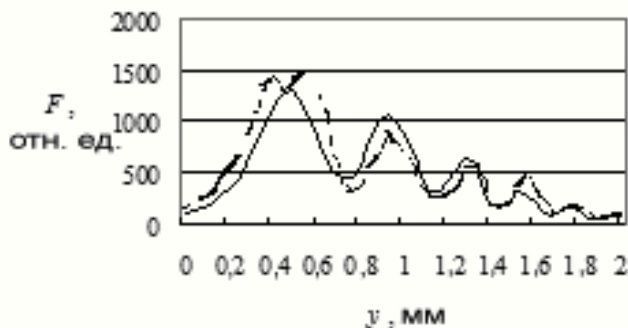


Рис. 8.

Шестая глава посвящена исследованию свойств поглощающего аксикона и основанного на нем светового фильтра с учетом специфического радиального профиля коэффициента поглощения.

В параграфах 6.2-6.3 рассматривается формирование расширенной гладкой области квази-бесселевого пучка путем трансформации гауссового пучка через поглощающий аксикон [25, 26].

С целью уменьшения влияния отупленности вершины аксикона на область бесселевого пучка и сглаживания пространственных модуляций, а также увеличения области образования гладкого бесселевого пучка, в данной главе предлагается использовать новый тип аксикона, так называемый поглощающий аксикон. Соответствующие расчеты показывают, что поглощающий аксикон, без дополнительных оптических элементов, отталкивает область максимальной интенсивности от вершины, значительно подавляет модуляцию интенсивности света в области максимальной интенсивности бесселевого пучка. При этом, увеличивается длина промежутка максимальной интенсивности света по оси аксикона, а также расширяется область образования истинно-бесселевого пучка.

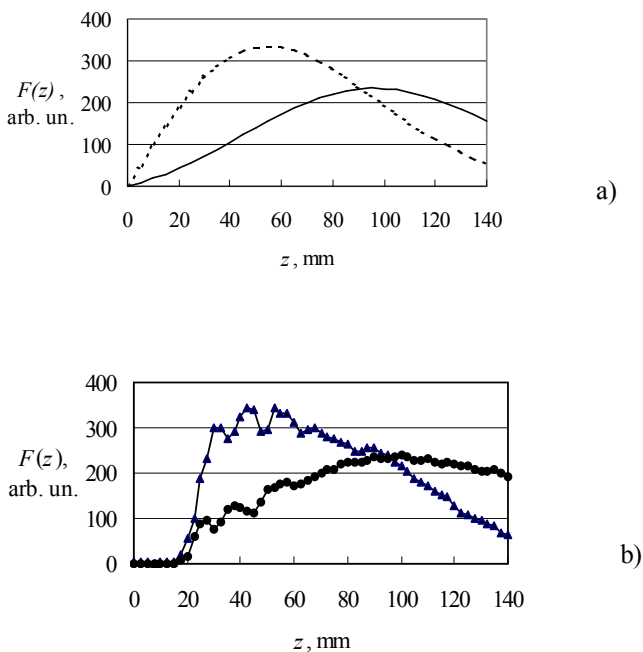


Рис. 9.

Рис. 9 иллюстрирует вычисленные (а) и экспериментальные (б) кривые распределения интенсивности на оси аксикона при радиусе падающего лазерного пучка $w_0=15$ мм, радиусе аксикона $R=20$ мм, угле у основания аксикона $\beta=15^\circ$. Пунктирная линия и треугольники соответствуют случаю прозрачного аксикона; сплошная кривая и кружки представляют результаты (увеличенные в 3 раза), когда используется поглощающий аксикон с коэффициентом поглощения $k=0,59 \text{ мм}^{-1}$.

Параграфы 6.4-6.5 посвящены преобразованию и измерению параметров гауссового, лаггер-гауссового и супер-гауссового пучков в световом фильтре на основе поглощающего аксикона [27, 28, 30].

Рассмотрим распространение радиально-симметричного пучка через световой фильтр на основе поглощающего аксикона AN с коэффициентом поглощения k и прозрачного элемента – «инверсного аксикона» IA (рис. 10).

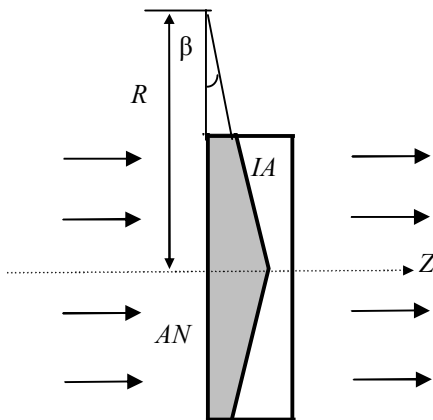


Рис. 10.

Доказано, что если ось пучка совпадает с осью фильтра, то мощность отфильтрованного пучка минимальна. Это свойство фильтра может быть применено для определения местоположения оси, радиуса и расходимости (сходимости) радиально-симметричного лазерного излучения, а также для образования строго-коллимированных пучков.

Рис. 11 иллюстрирует профиль интенсивности отфильтрованного гауссового пучка при $a=0$ (жирная сплошная линия), $a=2,5$ (сплошная линия), $a=5$ (пунктирная линия).

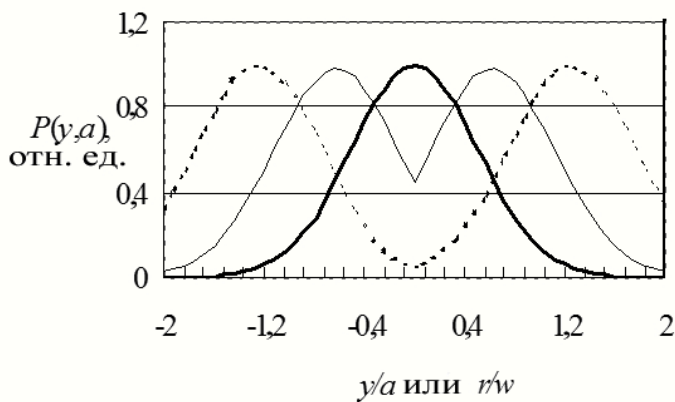


Рис. 11

Здесь a характеризует величину коэффициента поглощения. Диаметры пучков на полувывсоте максимальной интенсивности составляют: $1,18w$ при $a=0$; $2,40w$ при $a=2,5$; $3,68w$ при $a=5$.

Лагерр-гауссовы и супер-гауссовы пучки также преобразовываются в световом фильтре и принимают М-образную и бубликообразную форму.

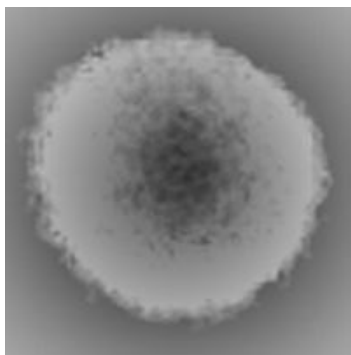


Рис. 12.

В эксперименте были измерены характеристики гелий-неонового ($\lambda=633$ нм) лазерного пучка. Световой фильтр на основе поглощающего аксикона (с параметрами $k=1,15$ мм⁻¹, $R=32$ мм, $\beta=7,5^\circ$) был прикреплен на столик, который обеспечивал продольные сдвиги с микрометрической точностью. Если интенсивность прошедшего через фильтр пучка достигает минимального значения, то ось пучка соответствует оси фильтра. Была измерена расходимость лазерного пучка - $\varphi=1,77$ мрад. На рис. 12 изображен профиль отфильтрованного пучка.

В параграфе 6.6 определяется центр яркости лазерных пучков и изображений с помощью поглощающего аксикона или фильтра на его основе [29].

В этом параграфе доказывается, что поглощающий аксикон можно использовать также для нахождения центра яркости несимметричных (произвольных) пучков и изображений. Система из двух фильтров на основе поглощающих аксиконов для определения центра изображений представлена на рис. 13.

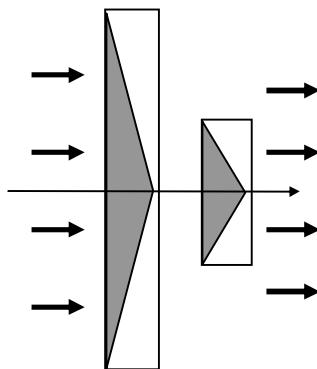


Рис. 13.

Оптическое пропускание этой системы практически совпадает с квадратичной кривой, которая, как было доказано, позволяет точно определять центр яркости произвольных пучков и изображений. Сплошная линия на рис. 14 характеризует зависимость пропускания системы фильтров на основах поглощающих аксиконов от радиальной координаты ρ при $\beta=15^\circ$, $\rho_0=20$ мм, $k=0,6$ мм⁻¹ (1-ый аксикон), $\beta=23^\circ$, $\rho_0=8$ мм, $k=0,6$ мм⁻¹ (2-ой аксикон). Пунктирная линия соответствует пропусканию оптического элемента с квадратичной зависимостью пропускания света от ρ .

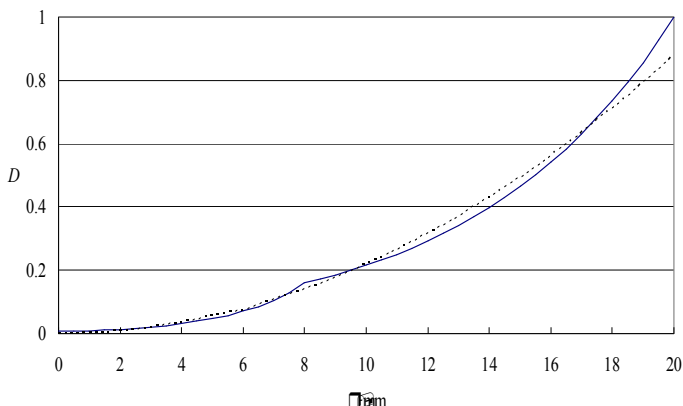


Рис.14

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.

1. Предложена модель для временной эволюции пробоя с экспоненциальным увеличением (в течении времени) энерговклада в плазму, которая была использована для оценки параметров плазмы гелия с парами калия. Согласно расчетам, при температуре электронов 20 эВ и удельной мощности вклада $\sim 10^9$ Вт/см³ (эти условия могут быть осуществлены на расстоянии ~ 1 мм от мишени при ее облучении мощным лазерным пучком с интенсивностью в фокальной области $\sim 10^{12}$ Вт/см²), плотность долгоживущих автоионизационных состояний калия достигает значений более 10^{13} см⁻³, что достаточно для осуществления ДУФ генерации.

2. С помощью соответствующей модели плазмы определены характеристики на переднем фронте импульсного разряда в полом катоде в смеси гелия с парами калия с плотностью $10^{14} \div 10^{16}$ см⁻³. Рассчитанные плотности метастабильных 2^1S и 2^3S уровней гелия при концентрациях калия 10^{14} и 10^{15} см⁻³ достигают $10^{13} \div 10^{14}$ см⁻³, что больше результатов, полученных с помощью спектроскопических исследований. Это несоответствие объясняется релаксационными процессами, которые следуют после переднего фронта накачки, в результате чего плотность метастабильных состояний начинает убывать.

3. Исследованы характеристики непрерывного разряда полого катода в смеси гелия с парами калия, который использовался для возбуждения ДУФ спектра атомарного калия. Были вычислены концентрации соответствующих долгоживущих

автоионизационных уровней калия, которые ответственны за ДУФ переходы, в том числе за впервые зарегистрированные переходы. Были также определены потери в газоразрядной трубке, в монохроматоре и в регистрирующей системе. В результате, были рассчитаны потоки фотонов каждой из спектральной линий 72,12 нм, 69,14 нм и 67,40 нм, которые соответствуют переходам $3p^5 3d 4s \ ^4P_{5/2} - 3p^6 3d \ ^2D_{5/2,3,2}$, $3p^5 3d 4s \ ^4F_{3/2} - 3p^6 3d \ ^2D_{5/2,3,2}$ и $3p^5 4s 4p \ ^4S_{3/2} - 3p^6 4p \ ^2P_{3/2,1/2}$.

4. Определены характеристики плазмы при импульсном пробое в молекулярном азоте. Уникальная конструкция секционированного лазера с продольным возбуждением и с сложенной электрической схемой Блюмляйна применяется для осуществления лазерной генерации в УФ области спектра. Были рассчитаны плотности лазерных уровней молекул азота и инверсной населенности (10^{16} см^{-3}) на переднем фронте накачки. Определены также значения вклада мощности на единичную длину на фронте разряда. Расчетное увеличение энергии генерации на конечных секциях газоразрядного промежутка (в условиях насыщения генерации) находится в хорошем согласии с экспериментальным значением.

5. Изучалась плазма, образованная в фокусе фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. С помощью пучков накачки и зондирования исследовалась эволюция плотности электронов после затухания импульса накачки. Было обнаружено необычное явление – увеличение плотности электронов в течении первых 70 пс после «отключения» первого импульса накачки, т.е. в режиме послесвечения пробоя. Это явление объясняется тем, что и после «отключения» накачки, высокоэнергетичные электроны способны ионизировать молекулы воздуха, «порождая» новые электроны и ионы. В случае полного и частичного временного перекрытия лазерных пучков была определена автокорреляционная функция и длительность лазерного пучка – 105 фс.

6. Предложены новые оптические методы для неразрушающего определения локальных характеристик неоднородно-распределенных дисперсных сред: концентрации активаторов или других атомарных примесей, коэффициента ослабления света, коэффициента рассеяния под прямым углом. Эти методы основаны на пропускании через среду встречных лазерных пучков. На основе предложенного метода был сконструирован и собран прибор для неразрушающего контроля качества образцов из прозрачных и полупрозрачных лазерных, оптических и других материалов. Определены локальные параметры раствора эмульсионного клея в дистиллированной воде, табачного дыма, лазерных элементов из кристаллов $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$, $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$, $\text{LiYF}_4:\text{Nd}^{3+}$.

7. Предложен уникальный метод для определения коэффициента ослабления света между вспышками в атмосфере и водной среде, который может быть использован также для исследования космической пыли между двумя светилами. Предложенный метод был экспериментально тестирован путем определения коэффициента ослабления света в тумане - $(7,2 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ м}^{-1}$.

8. Экспериментально и теоретически исследовалась контрастная структура поля дифракции аксикона. Было впервые доказано, что из-за явления дифракционного лимита, в локальной области у вершины аксикона образуется дополнительный «источник света» и в результате взаимодействия виртуального и дополнительного источников наблюдаются глубокие модуляции поля дифракции аксикона. Исследование по зонам Френеля на дифракционной поверхности показало, что интегрирование только по первой тангенциальной зоне Френеля позволяет рассчитать (с коэффициентом пропорциональности 0,76) пространственное распределение дифрагированного лазерного пучка.

9. Для улучшения характеристик зоны квази-бесселевого пучка был предложен новый оптический элемент - поглощающий аксикон. Этот элемент обладает уникальным свойством преимущественного поглощения световых лучей прошедших через его центральные области, в то время как лучи, прошедшие через периферийную часть, мало поглощаются. Теоретически и экспериментально было доказано, что поглощающий аксикон увеличивает область действительного бесселевого пучка более чем в 2 раза и резко уменьшает глубину пространственных модуляций в области максимальной интенсивности бесселевого пучка.

10. Предложен и исследован новый оптический фильтр, основанный на поглощающем аксиконе. Доказано, что фильтр позволяет с высокой точностью определять характеристики радиально-симметричных лазерных пучков: местонахождение оси, диаметр и расходимость лазерного излучения. С помощью предложенного фильтра можно строго коллимировать гауссовы пучки, создать бубликообразные и М-образные пучки. Доказано также, что оптический фильтр позволяет находить центр яркости несимметричных (произвольных) пучков и изображений. Представлены соответствующие экспериментальные результаты определения параметров гелий-неонового лазерного пучка.

Работы автора.

1. А.Е.Мартirosян, В.О.Папанян, Возможность создания ВУФ лазеров на парах щелочных металлов, Тезисы докладов 6-ой Всесоюзной конференции по физике ВУФ излучения и взаимодействию излучения с веществом, Москва, с.279, 1982.
2. А.Е.Мартirosян, В.О.Папанян, О возможности создания столкновительных ВУФ лазеров на парах щелочных металлов в смесях с инертными газами, Тезисы докладов 9-ой Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Ереван, с.28-29, 1982.
3. А.Е.Мартirosян, В.О.Папанян, О возможности создания столкновительных ВУФ лазеров на парах щелочных металлов, Квант.Электроника, т.10, no.1, с.166-170 (1983).

4. V.O.Papanyan, A.E.Martirosyan, F.K.Tittel, Collisionally excited XUV Lasers, IEEE J. Quant. Electronics, v.QE-19, no.12, pp.1835-1840 (1983).
5. А.Е.Мартиросян, В.О.Папаян, Возбуждение смеси гелия с калием в импульсном разряде с полым катодом, ЖПС, т.43, no.2, с.303-305 (1985).
6. Yu.K.Gabrielyan, A.E.Martirosyan, G.C.Nersisyan, V.O.Papanyan, New lines in the VUV-emission spectrum of potassium, Phys.Letters, v.101A, no.4, pp.198-200 (1984).
7. Ю.К.Габриелян, А.Е.Мартиросян, Г.Ц.Нерсисян, В.О.Папаян, Спектр излучения калия в области 50-100 нм, Докл. АН Арм.ССР, т.28, no.2, с.71-73 (1984).
8. А.Е.Мартиросян, В.О.Папаян, Исследование импульсного разряда гелия с парами калия в полном катоде, 2-ое Всесоюзное совещание по физике электрического пробоя газов, Тарту, с.403-404, 1984.
9. Ю.К.Габриелян, А.Е.Мартиросян, Г.Ц.Нерсисян, В.О.Папаян, Столкновительное заселение автоионизационных уровней калия в разряде, 9-ая Всесоюзная конференция по физике электронных и атомных столкновений, Рига, с.13, 1984.
10. А.Е.Мартиросян, В.О.Папаян, Компактный секционированный газовый лазер с продольным возбуждением. ПТЭ, no.1, с.166-168 (1985).
11. А.Е.Martirosyan, C.Altucci, A.Bruno, C.deLisio, A.Porzio, S.Solimeno. Time evolution of plasma afterglow produced by femtosecond laser pulses, J. Appl. Phys., v.96, no.10, pp.5450-5455 (2004).
12. А.Е.Martirosyan, C.Altucci, A.Bruno, C.deLisio, A.Porzio, S.Solimeno. Unusual behaviour of plasma afterglow produced by femtosecond laser beam. Proc. "Laser- Physics 2005", pp.49-52, Ashtarak, Armenia.
13. А.Е.Мартиросян, Способ определения локального коэффициента ослабления в дисперсной среде. Авторское свидетельство СССР, no.1497525 (1989).
14. А.Е.Мартиросян, Способ определения концентрации примесей. Авторское свидетельство СССР, no.1552806 (1989).
15. А.Е.Мартиросян, Исследование структурных изменений в кристаллах с помощью метода встречных лазерных пучков, Тезисы докладов 8-ой Всесоюзной конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом, т.2, с.257, Ленинград, 1990.
16. А.Е.Martirosyan, S.A.Oganesyan, K.B.Seyranyan, S.A.Tamasyan, Investigation of laser crystals by mean of counterpropagating laser beam, 4-th National conference "Lasers 90: Lasers and their applications", Plovdiv, Bulgaria, pp.95-96, 1990.
17. А.Е.Мартиросян, Измерение локальных характеристик кристаллов методом встречных лазерных пучков, Приборы и техника Эксперимента, no.1, с.116-119 (2001).

18. A.E.Martirosyan, Determination of local characteristics of crystals by means of counterpropagating beams, Proc. Inter. Conf. «Laser Physics 2001», pp.76-79, Ashtarak, Armenia.
19. A.E.Martirosyan, Optical nondestructive method for measuring inhomogeneously distributed parameters in semitransparent samples, Non-Destructive Testing, v.9, no.07, (2004).
20. A.E.Martirosyan, Generation of flash pulses by laser beams as a way to measure the mean extinction coefficient in inhomogeneous medium, Opt. Commun., v.203, pp.7-12 (2002).
21. A.E.Martirosyan, Method for remote sensing of the atmosphere by using laser generated flashes, Inter. Conf. CLEO-Europe-EQEC-2003, p.CI-10194, Munich, Germany, 2003.
22. A.E.Martirosyan, C.Altucci, C.deLisio, A.Porzio, S.Solimeno. Fringe pattern of the field diffracted by axicons. JOSA A, v.21, no.5, pp.770-776 (2004).
23. А.Е.Мартirosян. Исследование контрастной структуры концентрических колец лазерных пучков, прошедших через аксикон. Сборник трудов конференции Лазерная Физика – 2007, с.193-196 (2008).
24. А.Е.Мартirosян. Пространственное распределение интенсивности лазерного пучка, дифрагированного на конической поверхности аксикона. Известия НАН Армении, Физика, т.43, no.3, с.182-190 (2008).
25. А.Е.Мартirosян, Использование поглощающего аксикона для подавления пространственных модуляций интенсивности света в области бесселевского пучка, Известия НАН Армении, Физика, т.44, с.426-32 (2009).
26. A.E.Martirosyan, Formation of expanded smooth quasi-Bessel beam range due to the transformation of the Gaussian beam in absorbing axicon, Optics and Laser Technology, v.42, pp.328-31 (2010).
27. А.Е.Мартirosян, Световой фильтр, Патент РА, no. 2467А (2010).
28. A.E.Martirosyan, Optical properties of light filter designed on absorbing axicon, Optics and Laser Technology, v.43, pp.242-244 (2011).
29. А.Е.Мартirosян, Определение центра яркости изображения путем использования поглощающего аксикона, Тезисы Докл. Конф. «Лазерная Физика-2009», с.159-162, Аштарак, Армения.
30. А.Е.Мартirosян, Преобразование и измерение параметров гауссовского, лаггерп-гауссовского и супер-гауссовского пучков с помощью фильтра на основе поглощающего аксикона, Известия НАН Армении, Физика, т.46, no.5, с.330-338, (2011).

OPTICAL INVESTIGATION OF LOCAL PROPERTIES OF INHOMOGENEOUS MEDIA

Main results and conclusions.

1. The model of plasma is suggested which describes the time evolution of the spark during the time instance when the energy input in the plasma is increased exponentially. According to the calculations, the potassium concentration in the metastable autoionizing levels reaches to more than 10^{13} cm^{-3} when the electron temperature is 20 eV and the power input in the plasma is $\sim 10^9 \text{ W/cm}^2$. Such autoionizing levels population allows to obtain laser generation in the far ultraviolet (FUV) spectral region. These conditions can be realized at the distance $\sim 1 \text{ mm}$ from the target when it is illuminated by high power laser beam with the intensity $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$ in the focal region.
2. Using the corresponding plasma model, the characteristics in the pulsed discharge front in the mixture of He with K vapors at $10^{14} \div 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ densities are determined. The calculated concentrations of helium atoms in the metastable 2^1S and 2^3S levels reach to $10^{13} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, when the potassium concentrations are 10^{14} and 10^{15} cm^{-3} . These results exceed the experimental values obtained by spectroscopic investigations. This discordance can be explained by relaxation processes which are followed after the front of excitation and by decreasing the metastable levels densities.
3. The characteristics of the CW hollow cathode discharge in the mixture of helium with potassium vapors are investigated. In discharge conditions, the FUV emission spectrum of potassium is excited. The potassium concentrations in the long-lived autoionization states (which are responsible for the FUV transitions, including the transitions observed for the first time) are calculated. The losses in the discharge tube, in the monochromator and in the detecting system are also evaluated. As a result, the photon flux of each of the spectral lines 72,12 nm ($3p^5 3d 4s \text{ } ^4P_{5/2} - 3p^6 3d \text{ } ^2D_{5/2,3,2}$ transition), 69,14 nm ($3p^5 3d 4s \text{ } ^4F_{3/2} - 3p^6 3d \text{ } ^2D_{5/2,3/2}$) and 67,40 nm ($3p^5 4s 4p \text{ } ^4S_{3/2} - 3p^6 4p \text{ } ^2P_{3/2,1/2}$) are calculated.
4. The characteristics of the pulsed discharge in molecular nitrogen are determined. The unique design of the sectioned laser with the longitudinal excitation and with the folded Blumlein electrical scheme is used for laser generation in the ultraviolet spectral region. The densities of laser levels of the molecular nitrogen and the inverse population (10^{16} cm^{-3}) in the pulse front are calculated. The power input in the pulse front in the unit length is also evaluated. The calculated energy gain in the end sections of the discharge tube (in the generation saturation condition) is in good accordance with the experimental value.
5. The plasma formed in the air in the focal region of femtosecond laser pulses is studied. The evolution of electron density in the afterglow of pump pulse with a pump-probe technique is investigated. The unusual phenomenon has been discovered: the electron density is increased during 70 ps after “switching off” the pump pulse (in the afterglow

condition). This phenomenon can be explained by the ability of energetic electrons to ionize air molecules after “switching off” the pump pulse, and, therefore, to produce new electrons and ions. If the pump and probe pulses overlaps temporally, we can determine the autocorrelation function and laser pulse duration – 105 fs.

6. New optical methods for nondestructive determination of local characteristics in inhomogeneous dispersive media are suggested: the concentration of doped elements or atomic impurities, the coefficient of light extinction, the scattering coefficient at the right angle. These methods are based on the transmission of counter-propagating laser beams through the medium. On the base of suggested method, the device for nondestructive testing of transparent or semitransparent samples (laser rods, optical elements, etc.) is designed and constructed. The local parameters of the emulsion glue solution in distilled water, tobacco smoke and laser elements made by $\text{LiYF}_4\text{:Ho}^{3+}$, $\text{LiYF}_4\text{:Er}^{3+}$, $\text{LiYF}_4\text{:Nd}^{3+}$ crystals are evaluated.

7. The unique method for determination of extinction coefficient between flashes in the atmosphere and water medium is suggested. This method also can be used for investigation of cosmic dust between two luminaries. The suggested method has been tested experimentally: the light extinction coefficient in the fog is measured as $(7,2 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

8. The contrast structure of the axicon diffraction field is investigated experimentally and theoretically. For the first time, it has been proved that, due to the diffraction limit phenomenon in the local region at the tip of axicon, the “light source” is formed. As a result of interaction of the virtual and additional sources, the deep modulations of the axicon diffraction field are observed. The Fresnel zone investigation on the diffraction surface shows that the integration by the first Fresnel zone allows to find (with the proportionality coefficient 0.76) the spatial distribution of the diffracted laser beam.

9. For improving the beam characteristics in the quasi-Bessel region, the new optical element – absorbing axicon is suggested. This element possesses the unique property related with the additional absorption of light beams passed through its central parts respect to beams passed through the peripheral regions. It is proved theoretically and experimentally, that the absorbing axicon increases the region of correct Bessel beam by more than two times and decreases sharply the spatial modulation depth in the maximal intensity region of Bessel beam.

10. The new optical filter based on the absorbing axicon is suggested and investigated. It is proved, that the filter allows to determine the characteristics of radially symmetric laser beams with high accuracy: the axis location, the beam diameter and divergence. Using this filter, it is possible to collimate accurately Gaussian beams, to create doughnut-like and M-like beams. It is also proved, that the optical filter allows to find the brightness center of asymmetric (arbitrary) beams and images. Corresponding measurement results of the helium-neon laser beam are presented.

Հիմնական արդյունքները և եզրակացությունները:

1. Առաջարկվել է պարպման ժամանակային զարգացման մոդել պլազմայում էքսպոնենցիալ աճող էներգիայի ներդրմամբ, որն օգտագործվել է հելիումի և կալիումի գոլորշիների պլազմայի պարամետրերը գնահատելու համար: Հաշվարկների համաձայն, երբ էլեկտրոնների ջերմաստիճանը կազմում է 20 էՎ, իսկ ներդրման տեսակարար հզորությունը $\sim 10^9$ Վտ/սմ³ (այս պայմանները կարող են ստեղծվել թիրախից ~ 1 մմ հեռավորության վրա, երբ այն ճառագայթվում է հզոր լազերային փնջով, որի ինտենսիվությունը ֆոկուսում կազմում է $\sim 10^{12}$ Վտ/սմ²), կալիումի խտությունը երկարակյաց ավտոիոնիզացիոն մակարդակներում հասնում է ավելի քան 10^{13} սմ⁻³, որը բավարար է հեռու ուլտրամանուշակագույն (ՀՌՄ) սպեկտրալ տիրույթում լազերային գեներացիա ստանալու համար:

2. Համապատասխան պլազմայի մոդելի օգնությամբ որոշվել են իմպուլսային պարպման ճակատում, սնամեջ կաթոդում հելիումի և կալիումի $10^{14} \div 10^{16}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիաներով գոլորշիների պլազմայի բնութագրերը: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ հելիումի մետաստաբիլ մակարդակների բնակեցումը հասնում է մինչև $10^{13} \div 10^{14}$ սմ⁻³ - ի, երբ կալիումի կոնցենտրացիան գտնվում է $10^{14} \div 10^{15}$ սմ⁻³ տիրույթում: Այս արդյունքները գերազանցում են սպեկտրոսկոպիկ հետազոտությունների միջոցով ստացված տվյալները: Այդ անհամապատասխանությունը բացատրվել է պարպման ճակատից հետո տեղի ունեցող ռելաքսացիոն գործընթացներով, որոնց հետևանքով մետաստաբիլ մակարդակներում հելիումի խտությունը փոքրանում է:

3. Հետազոտվել են սնամեջ կաթոդում հելիումի և կալիումի գոլորշիներում հաստատուն պարպման բնութագրերը, որն օգտագործվել է ատոմական կալիումի ՀՌՄ սպեկտրը գրգռելու համար: Հաշվարկվել են կալիումի խտությունները համապատասխան երկարակյաց ավտոիոնիզացիոն մակարդակներում, որոնք պատասխանատու են ՀՌՄ անցումների համար, այդ թվում այն անցումների, որոնք արձանագրվել են առաջին անգամ: Որոշվել են նաև գազապարպման խողովակում, մոնոխրոմատորում և գրանցող համակարգում տեղի ունեցող կորուստները: Արդյունքում հաշվարկվել են ֆոտոնների հոսքը յուրաքանչյուր 72,12 նմ, 69,14 նմ և 67,40 նմ սպեկտրալ գծի համար, որոնք համապատասխանում են $3p^5 3d 4s^4 P_{5/2} - 3p^6 3d^2 D_{5/2,3,2}$, $3p^5 3d 4s^4 F_{3/2} - 3p^6 3d^2 D_{5/2,3/2}$ և $3p^5 4s 4p^4 S_{3/2} - 3p^6 4p^2 P_{3/2,1/2}$ անցումներին:

4. Որոշվել են մոլեկուլային ազոտի պլազմայի իմպուլսային պարպման բնութագրերը: Եզակի կառուցվածք ունեցող երկայնական գրգռման և Բլյումյայնի ծալված էլեկտրական սխեմայով սեկցիոն լազերը կիրառվում է սպեկտրի ուլտրամանուշակային տիրույթում լազերային գեներացիա ստանալու համար: Հաշվարկվել են իմպուլսի ճակատում լազերային մակարդակներում ազոտի

մոլեկուլների և ինվերսիոն բնակեցման խտությունները: Որոշվել են նաև պարպման ճակատում միավոր երկարության վրա ներդրվող հզորության արժեքները: Հաշվարկված գեներացիայի էներգիայի ավելացումը պարպման տիրույթի վերջին սեկցիաներում (գեներացիայի հագեցման պայմաններում) համապատասխանում է փորձնական արժեքին:

5. Ուսումնասիրվել է օդում ֆեմթոբայրկյանային լազերների իմպուլսների ֆոկուսում առաջացած պլազման: Գրգռող և զոնդող լազերային փնջերի միջոցով հետազոտվել է էլեկտրոնների խտության փոփոխությունը գրգռող իմպուլսի մարումից հետո: Հայտնաբերվել է արտասովոր երևույթ՝ էլեկտրոնների խտության ավելացումը գրգռող իմպուլսի «անջատումից» հետո առաջին 70 պժ-ի ընթացքում: Այդ երևույթը բացատրվում է նրանով, որ նույնիսկ գրգռող իմպուլսի «անջատումից» հետո մեծ էներգիա ունեցող էլեկտրոնները ի վիճակի են իոնիզացնել օդի մոլեկուլները՝ «ծնելով» նոր էլեկտրոններ և իոններ: Լազերային իմպուլսների լրիվ և մասնակի համընկման դեպքում որոշվել է ավտոկորելյացիոն ֆունկցիան, որը հնարավորություն է տվել որոշել լազերային փնջի տևողությունը 105 ֆվ:

6. Առաջարկվել են նոր, առանց մասնատման օպտիկական մեթոդներ անհամասեռ բաշխված դիսպերսիոն միջավայրերի հետևյալ լոկալ բնութագրերը որոշելու համար. ակտիվատորների և այլ խառնուրդների կոնցենտրացիան, լույսի թուլացման գործակիցը, ուղիղ անկյան տակ ցրման գործակիցը: Այդ մեթոդները հիմնված են հակնդդմ ուղղված լազերային փնջերը միջավայրով անցկացնելու վրա: Առաջարկված մեթոդի հիման վրա գծագրվել է պատրաստվել է սարք, որն օգտագործվում է թափանցիկ կամ կիսաթափանցիկ լազերային, օպտիկական և այլ նմուշների առանց մասնատման որակի հսկման համար: Որոշվել են թորած ջրում էմուլսիոն սոսինձի լուծույթի, ծխախոտի ծխի և $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$, $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$, $\text{LiYF}_4:\text{Nd}^{3+}$ բյուրեղներից մշակված լազերային նմուշների լոկալ պարամետրերը:

7. Յուրահատուկ մեթոդ է առաջարկվել մթնոլորտում և ջրային ավազաններում բոցավառումների միջև լույսի թուլացման գործակիցը որոշելու համար, որը կարող է կիրառվել նաև լուսատուների միջև տիեզերական փոշու ուսումնասիրման համար: Առաջարկված մեթոդը փորձնականորեն կիրառվել է մառախուղում լույսի թուլացման գործակիցը որոշելու համար՝ $(7,2 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{մ}^{-1}$.

8. Փորձնականորեն և տեսականորեն հետազոտվել է աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտի մոդուլացված կառուցվածքը: Առաջին անգամ ցույց է տրվել, որ դիֆրակցիոն սահմանի պատճառով աքսիկոնի զագաթի սահմանափակ տիրույթում ստեղծվում է հավելյալ «լույսի աղբյուր» և հավելյալ ու կեղծ աղբյուրների միջև փոխազդեցության հետևանքով խոր մոդուլյացիաներ են դիտվում աքսիկոնի դիֆրակցիոն դաշտում: Դիֆրակցիոն մակերեսի վրա

Ֆրենելի գոտիների հետազոտումը ցույց է տալիս, որ միայն ֆրենելի առաջին տանգենցիալ գոտիով ինտեգրումը թույլ է տալիս հաշվել (0,76 համեմատության գործակցով) դիֆրակցիայի ենթարկված լազերային փնջի տարածական բաշխումը:

9. Քվադր-բեսսելյան փնջի բնութագրերը բարելավելու համար առաջարկվել է նոր օպտիկական տարր՝ կլանող աքսիկոն: Այդ տարրը յուրահատուկ հատկություն ունի գերազանցապես կլանելու իր կենտրոնական տեղամասերով անցած լույսը, այն դեպքում, երբ ծայրամասերով անցած լույսը քիչ է կլանվում: Փորձնականորեն և տեսականորեն ապացուցվել է, որ կլանող աքսիկոնը ավելի քան 2 անգամ մեծացնում է իրական բեսսելյան փնջի տարածքը և կտրուկ փոքրացնում է տարածական մոդուլյացիաների խորությունը բեսսելյան փնջի մաքսիմալ ինտենսիվության շրջանում:

10. Առաջարկվել և ուսումնասիրվել է կլանող աքսիկոնի վրա հիմնված նոր օպտիկական գտիչ: Ապացուցվել է, որ այդ գտիչը թույլ է տալիս մեծ ծշգրտությամբ որոշել ըստ շառավղի սիմետրիկ լազերային փնջերի բնութագրերը. առանցքի գտնվելու վայրը, տրամագիծը և տարամիտումը: Առաջարկված գտիչի օգնությամբ կարելի է կոլիմացնել գաուսյան փնջերը, ստեղծել օղակաձև և M – ի նման փնջեր: Ապացուցվել է նաև, որ օպտիկական գտիչը հնարավորություն է տալիս որոշելու ոչ սիմետրիկ (կամայական) փնջերի և պատկերների պայծառության կենտրոնը: Ներկայացվել են հելիւմ-նեոնային լազերի բնութագրերի որոշման արդյունքները: