

Министерство образования и науки РФ  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Тверской государственный университет»

*На правах рукописи*

**Рогалин Владимир Ефимович**

**Стойкость материалов силовой оптики к  
воздействию мощных импульсов излучения  
СО<sub>2</sub> – лазеров**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
д-р техн. наук, профессор Каплунов И.А.

Тверь 2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1 Оптика CO <sub>2</sub> - лазеров. Свойства используемых материалов	14
1.1. Мощные импульсные CO <sub>2</sub> - лазеры и особенности их конструкции	14
1.2. Условия работы выходных зеркал и окон мощных лазеров; факторы, влияющие на их работоспособность	20
1.3. Свойства оптических материалов для области спектра 10 мкм. Критерии для выбора оптических материалов мощных лазеров	32
1.3.1. Алмаз: оптические свойства и перспективы применения в CO <sub>2</sub> – лазерах	48
1.3.2. Свойства прозрачных материалов	55
1.4. Оптические свойства металлических зеркал для CO <sub>2</sub> - лазеров	59
Выводы	66
Глава 2 Спектрофотометрические исследования оптических материалов	67
2.1. Методики измерений	68
2.2. Исследование фильтров - ослабителей излучения	70
2.3. Поглощение ИК - излучения в монокристаллах германия	75
2.4. Исследование влияния изотопической чистоты на оптические свойства германия	78
2.5. Оптические свойства лейкосапфира в области 10,6 мкм	83
2.6. Влияние поверхностных дефектов полированной поверхности меди на коэффициент отражения в ИК - области	88
Выводы	89
Глава 3 Пороги плазмообразования вблизи оптической поверхности и влияние плазмы воздуха на прохождение лазерного импульса через оптический элемент. Морфология возникающих повреждений	90
3.1. Методики исследований и описание экспериментальных установок	93
3.1.1. Методика эксперимента по исследованию порога энергетического порога повреждения оптических материалов	93
3.1.2. Методика эксперимента по исследованию прохождения лазерного импульса через оптический элемент	98
3.1.3. Разработка и исследование характеристик фотоприёмников на эффекте фотонного увлечения дырок в германии	101
3.2. Особенности возникновения плазменного образования вблизи поверхности оптических материалов и его взаимосвязь с их реальной оптической стойкостью	106
3.3. Морфология объёмных и поверхностных повреждений оптических материалов, возникающих в результате воздействия	113

3.4. Особенности прохождения импульса излучения CO <sub>2</sub> - лазера через плазму оптического пробоя воздуха.	121
3.5. Особенности прохождения пиковой части лазерного импульса через прозрачные оптические элементы.	125
3.6. Возможные механизмы потерь излучения CO <sub>2</sub> – лазера при прохождении через прозрачную оптику. Обсуждение полученных результатов	135
Выводы	137
Глава 4 Особенности взаимодействия излучения импульсного CO <sub>2</sub> - лазера с монокристаллами германия	139
4.1. Технология химико-механического полирования монокристаллического германия	141
4.2. Методика экспериментов по исследованию результатов воздействия лазерного излучения на монокристаллы германия	144
4.3. Прохождение мощного лазерного импульса через монокристаллы германия	146
4.4. Морфология «лазерных» повреждений в германии	149
4.5. Обсуждение полученных результатов	159
Выводы	164
Глава 5 Поглощающие микронеоднородности в ЩГК и их влияние на оптическую стойкость	165
5.1. Методика проведённых исследований	167
5.2. Морфология объёмных «лазерных» повреждений в ЩГК	170
5.3. Статистика распределения полостей по размерам в зависимости от условий лазерного воздействия	174
5.4. Влияние структуры точечных дефектов монокристалла на параметры полостей	179
5.5. Взаимодействие импульса CO <sub>2</sub> – лазера с радиационными дефектами в ЩГК	181
5.6. Кинетика отжига полостей в ЩГК, возникающих после воздействия лазерным импульсом	189
5.7. Способ определения оптической однородности в кристаллах	192
5.8. Особенности оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях в ЩГК. Обсуждение полученных результатов	194
Выводы	203
Глава 6 Оптическая стойкость медных зеркал для мощных импульсных CO <sub>2</sub> - лазеров	205
6.1. Нелинейные процессы при отражении мощного импульса излучения с $\lambda=10,6$ мкм от медного зеркала	206
6.2. Изменения структуры сплава медь – хром после облучения импульсом CO <sub>2</sub> – лазера	210
6.2.1. Эксперимент	210

6.2.1.1. Измерение шероховатости поверхности исследуемого образца	215
6.2.2. Теоретический анализ результатов эксперимента	217
6.2.2.1. Возможность аномально высокого поглощения излучения образцом	219
6.2.2.2. Решение уравнения теплопроводности для описываемого случая	222
6.3. Деградация и восстановление медных зеркал импульсного CO <sub>2</sub> - лазера	231
6.4. Предлагаемая методика лазерно-химической очистки металлических поверхностей	235
Выводы	237
Глава 7 Алмазная оптика для мощных лазеров	238
7.1. Получение образцов поликристаллических алмазов. Их физико-химические свойства	239
7.2. Некоторые применения поликристаллических алмазов в электронике	242
7.3. Стойкость алмазной оптики в луче мощного волоконного лазера	246
7.3.1. Оценка качества лазерного луча по распределению излучения	254
7.3.2. Оценка нагрева теплоносителя	255
7.3.3. Экспериментальное изучение стойкости охлаждаемой оптики из ПА	256
7.3.4. Изучение степени однородности температурного поля в водоохлаждаемом окне из ПА	259
7.4. Модель нагрева алмазного окна мощным лазерным излучением	262
7.5. Обсуждение полученных результатов	267
Выводы	270
Глава 8 Некоторые примеры реализации полученных результатов	272
8.1. Оптимизация параметров резонатора мощного импульсного CO <sub>2</sub> – лазера	272
8.2. Экспериментальное исследование когерентного сложения излучения двух широкоапертурных импульсных CO <sub>2</sub> - лазеров	278
8.3. Исследование поверхности оксидированного алюминия после воздействия импульса CO <sub>2</sub> - лазера	281
Выводы	295
Заключение	296
Литература	306
Приложение	344
Список сокращений и обозначений	346

## ВВЕДЕНИЕ

Лазеры, пятидесятилетие появления которых не так давно отмечалось мировой общественностью, стали настолько актуальны практически во всех областях науки и техники, что уже трудно представить, как можно без них обойтись. Развитие лазерной техники стимулировало бурный рост исследований во многих областях фундаментальной и прикладной науки, из которых хотелось бы особо отметить нелинейную оптику и физику конденсированного состояния.

Мощные лазерные системы на  $\text{CO}_2$ , способные генерировать излучение на нескольких десятках линий в области 9 – 11 мкм, самой сильной из которых является 10,6 мкм, широко применяются в лазерных технологиях обработки материалов, медицине, для стимулирования химических реакций, разделения изотопов, для оптической накачки лазеров дальнего ИК- и терагерцового диапазонов, и т.д. [1-5]. Так как излучение  $\text{CO}_2$ -лазеров находится в окне прозрачности атмосферы 8 – 14 мкм, то это существенно расширяет возможности их применения, тем более, что в этом диапазоне нет других лазерных источников, сопоставимых с  $\text{CO}_2$ -лазерами по мощности и КПД. Эти лазеры могут излучать в непрерывном, импульсном и частотно-импульсном режимах с КПД порядка 10%. Физические процессы при взаимодействии излучения с материалами в этих режимах заметно различаются.

Одним из ключевых узлов лазера, определяющим его рабочие характеристики, является оптический резонатор. В газовых лазерах резонатор обычно состоит из двух или более зеркал, одно из которых является выходным, и прозрачного окна разделяющего активную среду и атмосферу. Зачастую выходной элемент может совмещать функции окна и полупрозрачного зеркала. Недостаточно высокая лучевая (оптическая) стойкость материалов силовой оптики заметно ограничивает технические характеристики  $\text{CO}_2$ -лазеров. Так, предельно достижимая интенсивность излучения реальной лазерной системы в настоящее время определяется, как правило, оптической стойкостью зеркал резонатора, в том числе, выходного элемента. Поэтому весьма актуальной является задача исследования физики процесса взаимодействия мощного лазерного луча с оптическими элементами.

Оптические приборы диапазона  $8\div 14$  мкм развиты заметно слабее, чем приборы видимого диапазона, что, не в последнюю очередь, вызвано дефицитом сравнительно недорогих, но высококачественных оптических материалов. В этой области прозрачны лишь некоторые, в основном, кристаллические материалы. Для изготовления отражающих зеркал, в обиходе называемых «глухими», обычно используют ряд высокотеплопроводных металлов, прежде всего медь и её сплавы. Во многом, это вызвано тем, что многослойные интерференционные покрытия для области 10 мкм, как правило, заметно уступают по оптической и климатической стойкости металлическим зеркалам. Поэтому очень часто выходные параметры  $\text{CO}_2$  - лазеров ограничиваются свойствами применяемых в них ИК- материалов.

Развитие  $\text{CO}_2$  - лазеров, тепловизионных и ряда других оптических приборов диапазона  $8\div 14$  мкм стимулировало углублённое исследование уже известных оптических материалов для этой области и поиски новых. Также активно развиваются технологии оптической обработки этих материалов и нанесения на них интерференционных покрытий.

Проблема обострилась ещё и тем, что, благодаря значительным достижениям в областях физики и техники газового разряда, а также создания мощных источников питания, появились технологии эффективной накачки больших (десятки сантиметров) разрядных промежутков. Соответственно, для обеспечения работы таких лазеров потребовалась высококачественная широкоапертурная метро- и кристаллооптика. К моменту постановки данной работы полномасштабное создание такой оптики только разворачивалось.

Целью диссертационной работы являлось установление физических закономерностей, определяющих реальную оптическую стойкость материалов, используемых для изготовления силовой оптики, к воздействию излучения мощного импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера, в условиях, максимально приближённых к реальным условиям эксплуатации.

Для достижения этой цели были поставлены следующие основные задачи:

- исследование оптических свойств материалов, применяемых в  $\text{CO}_2$  – лазерах;
- исследование реальной оптической стойкости основных монокристаллов, прозрачных в районе 10 мкм;

- исследование поведения медных зеркал при воздействии мощного лазерного импульса в лабораторных экспериментах и в условиях длительной эксплуатации в резонаторе мощного лазера;

- анализ физических явлений и закономерностей, приводящих к выходу из строя реальных оптических элементов,

- физическое обоснование путей улучшения качества материалов и их оптической обработки, а также реставрации оптических элементов;

- определение границ применимости в силовой оптике и электронике нового уникального конструкционного материала – поликристаллического алмаза;

- апробация полученных результатов в реальных условиях функционирования мощных лазерных систем.

### Научная новизна

К началу работы в литературе практически отсутствовали систематизированные данные о многочисленных причинах выхода из строя металло- и кристаллооптики мощных крупноапертурных импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров, эксплуатационных возможностях оптических элементов, а также о способах реставрации повреждённых деталей. Отсутствовали данные о некоторых оптических свойствах исследуемых материалов. Не существовало взаимосвязи между оптической стойкостью материала и его фундаментальными свойствами.

В результате проведенных исследований:

- получено прямое экспериментальное доказательство взаимосвязи оптической стойкости с фундаментальными свойствами материала, такими как ширина запрещённой зоны и энергия кристаллической решётки.

- установлены особенности прохождения импульсов мощных широких пучков ИК- излучения через оптические монокристаллы и их отражения от металлических зеркал и прозрачных материалов;

- определено влияние плазмы низкопорогового оптического пробоя воздуха на процесс деградации лазерных зеркал и окон при импульсном воздействии излучения;

- выявлено влияние дефектов кристаллической структуры на оптическую стойкость материала;

- установлена причина возникновения и структура повреждений в этих материалах, их влияние на последующую работоспособность оптического элемента.

### Теоретическая и практическая значимость

На основе разработанной методики исследования оптических характеристик сверхтонких ( $\sim 100$  мкм) образцов показано, что не только в монокристаллах LiF и CaF<sub>2</sub>, но и в поликристаллах MgF<sub>2</sub> (КО-1) экспериментально измеренное значение коэффициента поглощения  $\beta(\nu)$  в диапазоне 8 – 12 мкм подчиняется теоретической зависимости – правилу Урбаха. Это позволяет с довольно высокой точностью рассчитывать величину  $\beta$  на коротковолновом краю фундаментальной полосы поглощения в области малой прозрачности, путём экстраполяции уже известных зависимостей не только для монокристаллов, но и для широко применяемой в промышленности оптической керамики MgF<sub>2</sub> (КО -1).

Определены уровни предельно допустимых лучевых нагрузок на прозрачные оптические элементы мощных широкоапертурных импульсных CO<sub>2</sub> - лазеров.

Разработаны, изготовлены и испытаны выходные окна и зеркала мощных широкоапертурных импульсных CO<sub>2</sub> - лазеров из монокристаллического германия диаметром до 420 мм.

На основе исследования особенностей их повреждения излучением выявлены дефекты оптической обработки зеркал, что позволило увеличить их долговечность после внесения корректив в процесс полировки. Предложена и запатентована технология химико-механической полировки германиевой оптики с улучшенными оптическими характеристиками.

Анализ механизмов повреждений оптических элементов из германия позволил обосновать и практически реализовать реставрацию оптической поверхности путем переполіровки изделий.

На основе исследования процесса порообразования в ЩГК в результате воздействия лазерного излучения предложен метод частичной реставрации повреждённых оптических элементов из ЩГК.

Высокая стойкость водоохлаждаемых алмазных окон и зеркал к воздействию непрерывным излучением волоконного иттербиевого лазера при мультимегаваттной плотности мощности позволяет рекомендовать материал для использования в элементной базе нового поколения изделий силовой оптики и электроники.

Предложена конструкция водоохлаждаемого алмазного лазерного окна с монокристаллической центральной зоной и поликристаллической периферийной



частью, что позволяет снизить потери на поглощение и увеличить оптическую стойкость.

Оптимизируя параметры зеркал резонатора, удалось значительно улучшить параметры выходного излучения импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  – лазера. Получено КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения до 22%. Полный КПД установки достигал 13%, а удельный съём энергии излучения 51 Дж/л.

### **Объекты исследований.**

Большинство прозрачных в области 10 мкм монокристаллов, причём, как кристаллы, производимые промышленностью серийно, так и уникальные, специально выращенные монокристаллы, в том числе бездислокационные, а также изотопически чистые монокристаллы германия.

Резонаторные зеркала из меди и германия, проработавшие многие годы в реальных условиях эксплуатации мощного  $\text{CO}_2$  – лазера при различной лучевой нагрузке, в том числе и близкой к предельной.

Образцы из поликристаллических алмазов, полученных методом химического осаждения из газовой фазы, полученные в СВЧ-плазмохимическом реакторе ARDIS-100.

### **Методы исследований.**

Отличием применённых в работе методов исследования оптической стойкости материалов является использование длиннофокусных линз и сравнительно широких пятен облучения, порядка  $1 \text{ см}^2$ . Это дало возможность, с одной стороны, путём масштабирования получать результаты, позволяющие использовать их практикующими создателями мощных лазерных систем, а, с другой стороны, проводить исследование последствий воздействия современными приборами, применяемыми в физике твёрдого тела, с использованием статистических методов обработки результатов. Такой подход позволил выявлять влияние дефектов структуры материала и оптической обработки на исследуемые явления. Оптические свойства исследовавшихся в работе образцов, в том числе и сверхтонких, контролировались с помощью ИК – спектрометрии. Применялись методы оптической микроскопии, электронной микроскопии и рентгеноспектральные методы, а также метод оптической профилометрии.

Воздействие лазерного излучения на исследуемые материалы производилось:

- импульсным электроразрядным  $\text{CO}_2$  - лазером с выходной энергией до 70 Дж [6];

- четырёхсекционным импульсным электроразрядным CO<sub>2</sub> – лазером с выходной энергией до – 820 Дж [А10];
- 10-киловаттным непрерывным волоконным иттербиевым лазером ЛС – 10 (ИРЭ – ПОЛЮС).

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Анализ воздействия мощных CO<sub>2</sub>–лазеров на оптические элементы, на основе рассмотрения механизмов:

- разрушения прозрачных оптических элементов импульсных CO<sub>2</sub>–лазеров, излучающих в режиме свободной генерации, которое вызывается плазмой низкогопорогового оптического пробоя воздуха, возникающего вблизи поверхности детали. Воздействие плазмы инициирует хрупкую и пластическую деформацию ионных кристаллов, и приводит к возникновению в них радиационных дефектов;
- воздействия лазерного импульса на щёлочно-галогидные кристаллы (ЩГК), приводящего к возникновению объёмных полостей вследствие оптического пробоя поглощающих микронеоднородностей, являющихся сложными примесными центрами возникшими при коагуляции анионных примесей. Размеры пор в ЩГК определяются энергией кристаллической решётки;
- экспоненциальной зависимости нелинейных потерь излучения от ширины запрещённой зоны материала, при прохождении излучения с плотностью мощности  $10^7 \div 4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> через прозрачные материалы, обусловленной поглощением излучения на генерируемых «горячих» неравновесных носителях заряда;
- аномального массопереноса в образцах сплава медь – хром в направлении перпендикулярном лазерному лучу. Эффект имеет место не только под зоной облучения, но и вне неё;
- лазерно-химической очистки металлических поверхностей;
- взаимодействия лазерного импульса с оксидированным дюралюминием;
- оптического пробоя в кристаллическом германии. Данный механизм имеет место только в приповерхностном слое материала, что предохраняет объём кристалла от разрушающего воздействия.

2. Применение в силовой оптике кристаллического германия ограничено величиной коэффициента поглощения, который определяется фононным поглощением ( $\sim 0,02$  см<sup>-1</sup>) в области 2,5 – 11 мкм и зависит концентрации свободных носителей. Зависимость

коэффициента поглощения  $\beta$  от длины волны подчиняется экспериментально полученному выражению  $\beta \sim \lambda^{1,2}$  и экспоненциально зависит от температуры.

3. В монокристаллах LiF, CaF<sub>2</sub> и в поликристаллах MgF<sub>2</sub> (КО-1) экспериментально измеренное значение коэффициента поглощения  $\beta(\nu)$  в диапазоне 8 – 12 мкм подчиняется теоретической зависимости – правилу Урбаха.

4. Зависимость снижения частоты максимума полосы решётчного поглощения в германии с ростом массового числа изотопов германия. Сдвиг максимумов фононных полос поглощения от изотопа с массовым числом 74 к изотопу 70 соответствует 25 см<sup>-1</sup> для первого пика (максимум для природного германия на частоте 841 см<sup>-1</sup>), и в пределах 20 см<sup>-1</sup> для второго и третьего пиков (максимумы для природного германия на частотах 749 и 645 см<sup>-1</sup>).

5. Использование в лазерной оптике поликристаллических и монокристаллических алмазов имеет преимущество благодаря стойкости водоохлаждаемых алмазных окон и зеркал к воздействию непрерывным излучением ( $\lambda = 1,07$  мкм) мегаваттной плотности мощности, обусловленной высокой прозрачностью и высокой теплопроводности алмаза. Разработанная конструкция водоохлаждаемого алмазного лазерного окна с монокристаллической центральной частью и поликристаллической периферийной частью позволит снизить потери на поглощение и увеличить оптическую стойкость.

#### **Связь работы с научными программами, планами, темами.**

Работа выполнялась по программам НИОКР, проводимых НПО «Астрофизика» по техническим заданиям Министерства обороны СССР (1972 – 1991 г.г.); в рамках НИР «Разработка технологии получения силовой оптики из поликристаллического алмаза для мощных лазеров», шифр «Алмаз-Л», выполненной ФГУП «НПО «Астрофизика» по договору с Минпромторгом РФ (итоговый отчёт рег. № 122/1 - 104 от 27.05.2010 г.).

В работе использованы материалы, полученные при выполнении проектной части государственного задания по научной работе (проект № 4.1325.2014/К; проект № 11.1937.2014/К), в рамках реализации ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 - 2020 годы» (Соглашение 14.577.21.0004 (RFMEFI57714X0004).

**Степень достоверности полученных результатов** и выдвигаемых на защиту научных положений определяется тем, что все экспериментальные данные получены с

использованием современных методов физики. Данные, полученные в работе, вполне согласуются с экспериментальными результатами других авторов. Научные положения и выводы работы не противоречат основным положениям физики конденсированного состояния и лазерной техники.

**Личный вклад** соискателя в диссертационную работу заключается в определении цели и постановке задачи, выборе способов решения и методов исследования, проведении методических и физико-технологических разработок, постановке и проведении экспериментов, а также обработке, анализе и интерпретации полученных результатов, написании научных статей и докладов. Автором внесен определяющий вклад в разработку физических основ описываемых процессов.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались и обсуждались на всесоюзных, российских и международных конференциях, совещаниях и семинарах: I Всес. школе-конф. «Применение лазеров в машиностроении и других областях техники и физические вопросы разработки газовых лазеров» (Москва, 1974 г.); VII Всес. сов. по получению профилированных кристаллов способом Степанова и их применению в народном хозяйстве (Ленинград, 1976 г.); IV Всес. сов. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1978 г.); VIII Всес. сов. по получению профилированных кристаллов способом Степанова и их применению в народном хозяйстве (Ленинград, 1979 г.); V Всес. сов. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1981 г.); X Сибирском сов. по спектроскопии: «Инверсная заселённость и генерация на переходах в атомах и молекулах» (Томск, 1981 г.); IX Сов. по получению профилированных кристаллов и изделий способом Степанова и их применению в народном хозяйстве, (Ленинград, 1982 г.); VI Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Вильнюс, 1984 г.); VI Всес. конф. «Оптика лазеров», (Ленинград, 1990 г.); VII Межд форуме «Высокие технологии XXI века» (Москва, 2006 г.); III Межд. конф. по физике кристаллов «Кристаллофизика 21 – го века», (Москва, 2006 г.); Конф. V Межд. Форума «Лазерные и оптические системы и технологии», (Москва, 2009 г.); XIV Нац. конф. по росту кристаллов, IV Межд. конф. «Кристаллофизика XXI века», посв. памяти М.П. Шаскольской, (Москва, 2010 г.); XVII Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», Краснодар, 2011 г.; II Моск. чтения по проблемам прочности материалов, (Москва, Черноголовка, 2011 г.);

XVIII Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», Краснодар, 2012 г.; VII Межд. конф. ФППК-2012 «Фазовые превращения и прочность кристаллов», (Москва, Черноголовка, 2012 г.); Научно-практ. конф. «Современные тенденции и принципы построения авиационных оптико-электронных систем», (Екатеринбург, 2012 г.); XII межд. науч. конф.-шк. «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», (Саранск, 2013 г.); IX Межд. форуме "Оптические системы и технологии" (OPTICS-EXPO 2013, Москва); XIX Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», (Краснодар, 2013 г.); Межд. симп. «Физика кристаллов 2013», (Москва, 2013 г.); VII отраслевой научно-техн. конф. «Проблемы создания лазерных систем», (Россия, Владимирская область, г. Радужный, 2013); XX Всерос. Конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», Краснодар, 2014 г.; XI Межд. конф. «Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов». (Курск, 2014 г.); VIII Межд. конф. ФППК-2014 «Фазовые превращения и прочность кристаллов», (Черноголовка, 2014 г.); VI Межд. Конгрессе «Цветные металлы и минералы». (Красноярск: 2014 г.); V Межд. конф. ФизтехБио 29-30 апреля 2015 г.; VI Межд. конф. «Кристаллофизика и деформационное поведение перспективных материалов, посвящённой 90 - летию со дня рождения проф. Ю.А. Скакова, (Москва, 2015 г.); XXI Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», Краснодар, 2015 г.; XIV научно-техн. семинаре «Актуальные вопросы создания оружия направленной энергии и исследования стойкости ракетно-космической техники к воздействию его поражающих факторов» (Военная академия РВСН им. Петра Великого, М. о., г. Балашиха, 2015).

**Публикации.** Материал диссертации изложен в 51 публикации, включая 2 монографии (в соавторстве), из них в журналах из списка ВАК - 22, а также в 1 авторском свидетельстве СССР, 3 патентах РФ и 3 заявках на патент РФ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения, приложения, списка сокращений и обозначений, а также списка литературы. В конце каждой главы приводятся выводы. Работа содержит 142 рисунка и 24 таблицы. Список литературы включает 422 наименования. Общий объём диссертации составляет 351 страница.

## ГЛАВА 1 ОПТИКА CO<sub>2</sub> - ЛАЗЕРОВ. СВОЙСТВА ИСПОЛЬЗУЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

### 1.1 Мощные импульсные CO<sub>2</sub> - лазеры и особенности их конструкции

Импульсные CO<sub>2</sub> - лазеры высокого давления, способные работать при давлении активной среды близком к атмосферному, обладают большим коэффициентом полезного действия при весьма высоких удельных выходных параметрах [1-15]. Очевидно, что повышение удельных выходных характеристик лазерного устройства возможно в случае увеличения концентрации излучающих центров в объеме активной среды [1, 7-9]. Чтобы это осуществить требуется разрешить данное противоречие. С одной стороны, для повышения концентрации излучающих центров необходимо повысить плотность активной среды. В то же время, нужно избегать процесса «термализации» активной среды, то есть ускоряющегося перехода её к равновесному состоянию с соответствующей безизлучательной дезактивацией возбуждённых центров, неизбежно сопутствующей росту плотности активной среды. Поэтому большинство газовых лазеров работает при давлении активной среды существенно меньшем атмосферного [1, 7, 10].

В импульсных CO<sub>2</sub> - лазерах это противоречие разрешено благодаря использованию следующих технических решений:

1. длительность электрического разряда, вкладывающего в активную среду энергию, необходимую для преобразования в индуцированное излучение, уменьшена относительно времени релаксации возбужденной газовой смеси;

2. были разделены процессы образования свободных электронов в активной среде и накачки этими электронами молекул рабочего газа для создания инверсной заселённости [2, 3-6, 9, 12-15].

Оказывается, что для генерации в активной среде свободных электронов требуются большие градиенты напряжения электрического поля накачки, чем для последующего возбуждения молекул с целью создания инверсной заселённости в среде. Поэтому ионизация активной среды создаёт электроны с энергией, заметно превышающей оптимум, при котором сечение процесса возбуждения рабочих молекул максимально. Однако в этом случае исключается совмещение этих процессов в обычном

разряде при высоких давлениях газа. Для решения этой проблемы сначала осуществляется предварительная ионизация активной среды (предионизация), а после образования в газе достаточного количества свободных электронов, осуществляется основной разряд при градиентах напряжения, придающих электронам оптимальную (с точки зрения возбуждения молекул) энергию. Так, для генерации лазерного импульса, генерируется сугубо неравновесный разряд - тлеющий разряд высокого давления.

Короткое по времени, мощное возбуждение плотной активной среды при наличии предионизации реализовано путём создания, так называемого, поперечного разряда. Так был найден способ возбуждения газа, позволивший при сохранении приемлемых рабочих напряжений, вводить значительные плотности электрической энергии в крупные рабочие объёмы лазерных устройств.

Техническая реализация способа предионизации плотной активной среды возможна двумя основными путями:

1. Используется пучок высокоэнергетических частиц, создаваемый автономным устройством, например, электронным ускорителем, и вводимый внутрь газоразрядной камеры для предионизации разрядного промежутка [4, 14].

2. Предионизация осуществляется вспомогательным разрядом, создаваемым непосредственно внутри камеры.

Ученые Канады, США и европейских стран обычно называют электроразрядные лазеры высокого давления с поперечным разрядом ТЕА лазерами (по аббревиатуре - английского термина «transversally excited atmospheric pressure laser»). Лазеры, использующие для предионизации ускоритель электронов, в России принято называть электроионизационными (ЭИЛ). Применяющие второй способ, - электроразрядными (ЭРЛ). Активная среда может быть предионизована рентгеновским излучением [2, 5, 9] и реакторным излучением [1, 2, 7-9].

Известно, что молекула  $\text{CO}_2$  имеет в диапазоне 9 - 11 мкм 4 спектральные ветви, каждая из которых состоит из 30 колебательно-вращательных линий. В  $\text{CO}_2$  – лазерах получена генерация на нескольких десятках линий в диапазоне 9 – 11 мкм (рисунок 1.1), причём используя различные изотопы углерода и кислорода можно получить заметный изотопический сдвиг [1]. В режиме свободной генерации  $\text{CO}_2$  – лазер излучает на длине волны 10,6 мкм, где наблюдается максимальный коэффициент усиления. Большинство промышленно выпускаемых  $\text{CO}_2$  – лазеров работают именно на этой длине волны.

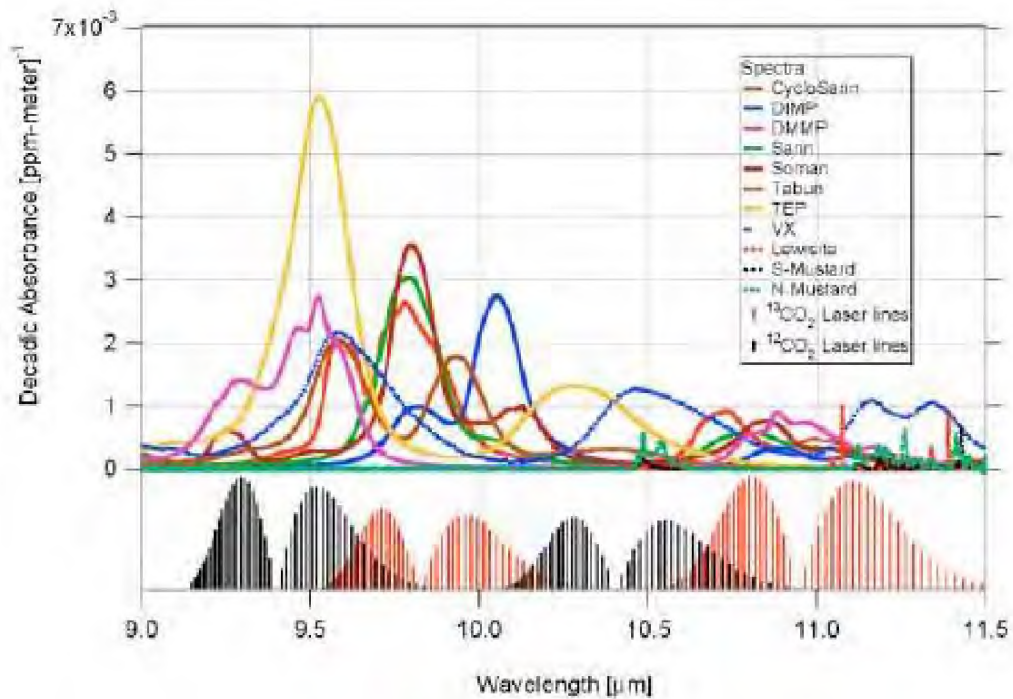


Рисунок 1.1 - Спектры поглощения основных боевых отравляющих веществ в диапазоне 9,0 – 11,5 мкм. Положение полос излучения CO<sub>2</sub> - лазера с изотопами <sup>12</sup>CO<sub>2</sub> и <sup>13</sup>CO<sub>2</sub> [1]

В отсутствие селектирующих элементов в резонаторе лазера генерация происходит на длине волны 10,6 мкм. Несколько меньший коэффициент усиления наблюдается на  $\lambda=9,55$  мкм. В случае использования селективной оптики генерация на этой длине волны организуется со сравнительно небольшими потерями мощности.

Физические аспекты работы CO<sub>2</sub> - лазеров, их способность обеспечить высокий КПД преобразования энергии накачки в энергию индуцированного излучения подробно освещены в многочисленных статьях и монографиях, например [1-15].

Конструкции импульсных CO<sub>2</sub> - лазеров как ЭИЛ, так и ЭРЛ, включают в себя следующие основные части (см., например, [2, 4, 6, 14, 15]):

- газоразрядная кювета с рабочей смесью и электродами для возбуждения разряда;
- предионизатор разрядного промежутка (в ЭРЛ он обычно находится внутри кюветы в качестве дополнительной электродной системы);
- резонатор с оптическими элементами для вывода излучения, обеспечивающий заданную расходимость;
- источники электропитания систем преионизации и основного разрядного импульса, вместе со схемами формирования;
- система газонаполнения кюветы рабочей смесью и предварительной прокачки (или промывки);



-система прокачки газовой смеси (замкнутая или открытая) через разрядный промежуток кюветы (для частотно-импульсного режима работы);

-пульт управления рабочими параметрами системы и контрольно-измерительная аппаратура для измерения параметров излучения.

Предметом настоящего исследования являются зеркала оптического резонатора и окна для вывода излучения из кюветы. Принципы работы оптических резонаторов, методы их расчёта, особенности конструкции, изложены во многих монографиях и статьях, например, [16-18]. В работах [19, 20] проведен подробный обзор исследований теплофизических процессов в металлических зеркалах мощных лазеров.

Созданы электроразрядные  $\text{CO}_2$  - лазеры с выходной энергией до  $10 \div 15$  кДж в импульсе [2-4, 9, 12, 13]. В работе [15] сообщается об исследовании лазера с объёмом активной среды  $0,28 \text{ м}^3$ . Авторы предполагают, что при зафиксированном энергокладе можно было бы получить на выходе до 10 кДж, но, из-за отсутствия в их распоряжении необходимого выходного зеркала, зарегистрирована выходная энергия, составлявшая лишь 1,9 кДж. Ими был получен разряд при сечении активной среды  $\sim 700 \times 700 \text{ мм}^2$ , в объёме до  $1 \text{ м}^3$ . Нетрудно оценить, что при удельном энергосъёме  $30 \div 50 \text{ Дж/л}$  и решении проблемы резонаторной оптики этот лазер способен излучать импульсы с энергией до  $30 \div 50$  кДж.

ТЕА  $\text{CO}_2$  - лазеры в режиме свободной генерации излучают импульсы длительностью  $\tau$  до  $5 \div 10$  мкс [2, 4, 6, 14, 15]. Форма импульса такова, что его можно условно разделить на узкий, весьма интенсивный пик треугольной формы длительностью  $0,1 \div 0,2$  мкс и экспоненциально затухающий «хвост», содержащий, как правило, значительную долю энергии (рисунок 1.2) [6, 21]. В то же время, существующие разнообразные способы управления формой и длительностью лазерного излучения позволяют генерировать импульсы с  $\tau = 10^{-14} \div 10^{-3} \text{ с}$  [1, 2, 7-9,].

В настоящее время активно ведутся работы по увеличению пиковой мощности за счёт сжатия импульса, что привело к созданию тераваттных  $\text{CO}_2$  - лазеров [2, 5] с энергией в пикосекундном импульсе до нескольких десятков Дж. Такие лазеры предназначены для экспериментов по получению высокояркостных источников рентгеновского излучения, по ускорению заряженных частиц световой волной, а также для преобразования 10-микронного излучения в мощное терагерцовое. Поперечная прокачка активной среды через область разряда, при частоте следования импульсов порядка нескольких сотен Гц и более, позволяет получать излучение импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров с высокой средней мощностью, что необходимо для многочисленных

технологических применений.

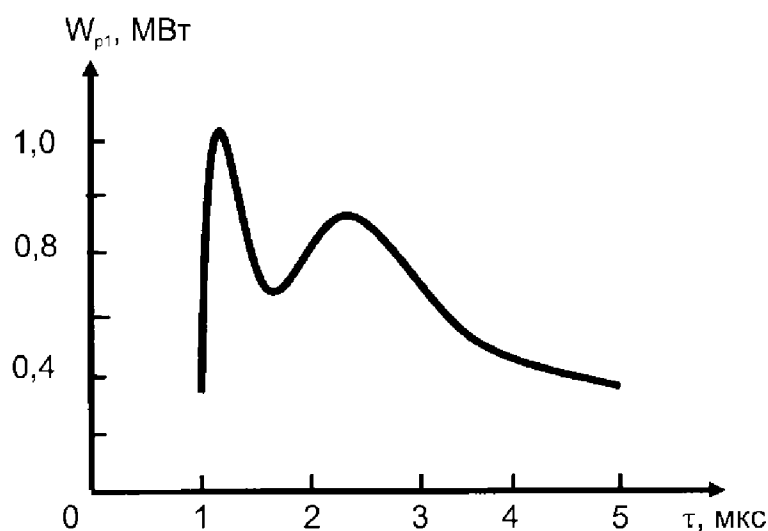


Рисунок 1.2 - Форма импульса излучения электроразрядного CO<sub>2</sub> - лазера [21]

Для экспериментов по получению высокоярких источников рентгеновского излучения из плазмы оптического пробоя, в том числе и для фотолитографии [22], по ускорению заряженных частиц световой волной [2], а также для получения мощного терагерцового излучения [23], необходимо получать импульсы с  $\tau \leq 10^{-12}$  с, для лазерной локации -  $\tau = 3 \times 10^{-8}$  с [11]. Для технологических применений стараются применять излучатели с максимальным КПД, то есть лазеры, работающие в режиме свободной генерации и даже с более длительными импульсами ( $\tau \leq 10^{-3}$  с) [1, 2, 7]. Использование технологии регенеративного усиления позволяет преобразовывать непрерывное лазерное излучение в частотно-импульсное ( $\tau \approx 10^{-8} - 10^{-6}$  с.,  $f \sim$  десятки кГц) практически без снижения к.п.д. [24]. Этот режим только начинает осваиваться, но уже показал значительные перспективы для технологических применений.

Поскольку размеры разрядного промежутка могут достигать нескольких десятков сантиметров, апертура необходимой резонаторной оптики должна быть достаточно велика. Поэтому рост апертуры мощных CO<sub>2</sub> - лазерных систем во многом сдерживается не только возможностями создания мощных источников электропитания, но и необходимостью изготовления высококачественных оптических элементов соответствующих габаритов.

Проблема создания «глухих» отражающих зеркал для CO<sub>2</sub> – лазеров решается путём использования металлических зеркал. История этого вопроса, а также возможности перспективных материалов для лазерной металлооптики подробно изложены в разделе 1.4. Наши результаты исследований особенностей эксплуатации

медных зеркал импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров и некоторых физико-химических процессов, происходящих при этом в зеркалах, изложены в главе 6.

Выбор подходящих прозрачных оптических материалов для диапазона 10 мкм крайне ограничен. Анализ свойств этих материалов и особенностей их поведения в поле мощного лазерного излучения посвящены разделы 1.2 и 1.3.

Коэффициент усиления активной среды мощных импульсных электроразрядных  $\text{CO}_2$  - лазеров обычно составляет  $\sim 0,03 \div 0,05 \text{ см}^{-1}$  [1, 7]. При типичной длине активной среды одного модуля 1÷2 м прозрачность выходного зеркала должна быть  $\sim 50 \div 70 \%$ . В работе [2] сообщается, что реально реализуемая длина активной среды  $\sim 1$  м ограничивается оптической стойкостью выходного окна. Во-многом поэтому, а также вследствие сложности изготовления высококачественных крупногабаритных выходных зеркал и окон, прозрачных на длине волны генерации, в таких системах почти не используются окна Брюстера. В этом случае для исследования свойств лазера и ряда прикладных процессов наиболее распространённым типом резонатора является сравнительно простой полуконфокальный резонатор, состоящий из «глухого» цельнометаллического зеркала (обычно медного) с радиусом 10÷50 м и плоского, полупрозрачного выходного зеркала, одновременно выполняющего функции окна между активной средой и атмосферным воздухом. В отличие от широко применяемых твердотельных лазеров видимой и ближней ИК - областей спектра, на длине волны 10,6 мкм сравнительно редко используются многослойные интерференционные покрытия. Механическая и оптическая стойкость интерференционных покрытий очень заметно падает с ростом толщины и количества слоёв [25]. Ввиду относительно большой толщины плёнок крайне сложно получать покрытия, порог повреждения которых был бы близок к порогу оптической стойкости (ПОС) подложки [25]. Поэтому в мощных ИК лазерах вывод излучения стараются производить с помощью плоскопараллельных пластин из материалов с высоким показателем преломления, либо пластин с однослойными покрытиями.

В высокомошных лазерных системах, а также в лазерах с повышенными требованиями к расходимости и качеству излучения, как правило, используют телескопические неустойчивые резонаторы [16-18]. Для вывода излучения из таких лазеров обычно используется окно из прозрачного материала, но иногда (в случае недостаточной оптической стойкости) применяют аэродинамическое окно [16].

## 1.2 Условия работы выходных зеркал и окон мощных лазеров; факторы, влияющие на их работоспособность

В процессе эксплуатации выходное окно (зеркало) мощного  $\text{CO}_2$  - лазера подвергается воздействию различных возмущений. В импульсном режиме основным повреждающим фактором является высокая напряжённость электрического поля световой волны. В непрерывном - воздействие теплового потока, выделяющегося в оптическом элементе вследствие частичного поглощения лазерного излучения в нём. При частотно-импульсном режиме происходит совместное действие обоих процессов. Помимо этого, в тех случаях, когда давление рабочего газа внутри кюветы отличается от атмосферного в большую или меньшую сторону, выходной элемент подвергается постоянной механической нагрузке, снижающей его реальную оптическую прочность и увеличивающей расходимость выходного излучения [19, 26-28]. Причём, разряд в активной среде приводит к импульсному выделению энергии в газе и, естественно, скачку давления. В этих работах, в приближении изотропного окна, на основе классической теории упругих пластин, получена зависимость оптимальной толщины окна газового лазера (для случая гауссовского распределения излучения по сечению окна)

$$L_0 = 0,842[(n - 1) \times \left(\frac{\bar{P}}{E}\right)^2 \times \left(\frac{D}{\lambda}\right)]^{1/5} \times D \quad , \quad (1.1)$$

$$L_0^{ss} = 1,2L_0,$$

где  $L_0$  - толщина закреплённого в оправе окна, необходимая для того, чтобы оптическая дисторсия в окне, вызванная действием перепада давлений, не привела к снижению вдвое плотности мощности излучения на поверхности удалённой мишени,

$L_0^{ss}$  - толщина закреплённого окна,

$n$  - показатель преломления,

$\bar{P}$  - давление на поверхность окна,

$E$  - модуль Юнга,

$D$  - диаметр окна,

$\lambda$  - длина волны.

Общепринятое заблуждение заключается в том, что основным фактором, ограничивающим предельно допустимую мощность излучения, прошедшего через окно, является порог физического разрушения материала окна. Однако, далеко не во всех случаях это так. При непрерывном режиме генерации окно, вследствие нагрева, испытывает значительное тепловое расширение, приводящее к появлению в нем заметных внутренних напряжений, возрастающих под влиянием перепада давлений между активной средой и атмосферой. Неравномерное распределение температуры по апертуре окна приводит ввиду возникновения двойного лучепреломления (из-за пьезооптического эффекта) и линзового эффекта, возникающего вследствие неравномерного линейного расширения, к росту расходимости выходящего лазерного излучения [19, 26-29]. Расходимость выходного излучения мощного моноимпульсного лазера (при длительности импульса  $10^{-5}$  с и более) может ухудшаться после прохождения луча через оптические элементы толщиной несколько сантиметров даже в течение импульса [19].

Рассмотрим это явление более подробно. Неравномерный нагрев окна приводит к следующим процессам:

1. Образованию тепловой линзы вследствие поглощения излучения в приповерхностном слое ( $\sim 0,1$  % от прошедшего излучения для обычно применяемых оптических материалах).
2. Образованию тепловой линзы вследствие искажения геометрической формы окна при объемном поглощении.
3. Образованию тепловой линзы при неоднородном нагреве вследствие температурной зависимости показателя преломления.
4. Появлению оптических искажений (дисторсии) вследствие пьезооптического эффекта, вызванного действием термоупругих напряжений.
5. Появлению оптических искажений (дисторсии) вследствие перепада давлений между активной средой и атмосферой.

Для оценки предельно допустимых лучевых нагрузок существуют эмпирические критерии [30]. Формула (1.2) служит для оценки выходной мощности, при которой происходит механическое разрушение окна (разрушение происходит, когда максимум растягивающих азимутальных напряжений на краю окна достигает значения  $\sigma_c$ )

$$P_{\text{разруш}} = \frac{\sigma_c}{\alpha\beta E} \times \frac{CR_2}{t}, \quad (1.2)$$

где  $P_{\text{разруш}}$  – предельно допустимая выходная мощность лазера;

$\sigma_c$  – предел прочности материала;

$\alpha$  – коэффициент линейного расширения;

$\beta$  – коэффициент поглощения;

$E$  – модуль Юнга;

$C$  – теплоемкость;

$R$  – радиус окна;

$t$  – время работы лазера.

Формула (1.3) предназначена для оценки критической мощности лазерного излучения, при которой плотность мощности излучения, сфокусированного на мишень, удаленную на расстояние 5 км от лазера, уменьшается вдвое вследствие термооптических процессов в выходном окне, что происходит при изменении оптической длины пути на величину  $\lambda/8$

$$P_{\text{крит}} = \frac{\lambda}{\beta\chi} \times \frac{CR}{t}, \quad (1.3)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения.

$\chi$  – параметр, описывающий оптическую дисторсию в окне:

$$\chi = \frac{dn}{dt} + (1 + \Pi) \times \alpha \times (n - 1) + \frac{1}{2} n^3 \alpha E < \pi >, \quad (1.4)$$

где  $n$  – показатель преломления,

$\Pi$  – коэффициент Пуассона,

$< \pi >$  – среднее значение пьзооптического коэффициента.

Критерии (1.2) и (1.3) получены для постоянного соотношения толщины и диаметра окна, для случая использования гауссовского луча и в отсутствие охлаждения.

В случае охлаждения окна по краю вместо формул (1.2) и (1.3) можно воспользоваться критериями (1.5) и (1.6)

$$P_{\text{Разруш}} = \frac{\sigma_c}{\alpha\beta E} \times K, \quad (1.5)$$

$$P = \frac{\lambda}{\beta\chi} \times \frac{K}{R}, \quad (1.6)$$

Из вышеприведённых формул следует, что увеличение диаметра окна, т.е. снижение плотности мощности излучения на окне приводит не к улучшению качества излучения, а к ухудшению расходимости из-за увеличения влияния термооптических эффектов.

Основным оптическим параметром материала окна, определяющим величину предельно допустимой непрерывной нагрузки, является коэффициент поглощения на рабочей длине волны -  $\beta$  [30-36]. До появления лазеров оптические материалы считались прозрачными, если величина  $\beta$  не превышала  $0,01 \div 0,05 \text{ см}^{-1}$ . Так как для изготовления лазерной оптики желательно использовать материалы с  $\beta \sim 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  [30-36], то после открытия лазерного эффекта было опубликовано множество работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию коэффициента поглощения различных оптических материалов в области их высокой прозрачности, а также технологическим приемам снижения этой величины [30-60]. В настоящее время известны разные методы измерения малых значений  $\beta$  [50, 61-76]. Надёжно измерены значения коэффициента поглощения основных оптических материалов [30-36, 41-43, 54, 55, 57, 77- 90]. Исследовано влияние технологии изготовления и условий эксплуатации на величину  $\beta$  [30-60, 77-97]. Проведён целенаправленный поиск материалов со сверхнизким  $\beta$  для основных лазерных систем, производящихся в настоящее время, [30-36, 59].

На рисунке 1.3 приведён спектр пропускания кристалла КРС – 5 [93, 98-100]. Форма этого спектра типична для большинства ИК кристаллов. Видно, что на коротковолновом краю области прозрачности поглощение экспоненциально растёт с уменьшением частоты излучения. Эффект вызван поглощением излучения на межзонных переходах и экситонных состояниях. Поглощение на длинноволновом краю описывается эмпирическим уравнением (1.7) [98-100] (это явление принято называть -

правило Урбаха).

$$\beta = A \times \exp\left(-\gamma \times \frac{\omega}{\omega_0}\right), \quad (1.7)$$

где  $A$  и  $\gamma$  - константы материала,

$\beta$  - коэффициент поглощения на частоте  $\omega$ ,

$\omega_0$  - частота однофононного резонанса.

То есть, процесс поглощения в данной области происходит, главным образом, на колебаниях решётки.

Остаточное поглощение ИК кристаллов в области прозрачности является, обычно, суперпозицией нескольких независимых процессов

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 + \beta_4 + \beta_5 + \beta_6 \quad (1.8)$$

Поглощение происходит на: колебаниях решётки -  $\beta_1$ , свободных носителях -  $\beta_2$ , электронных переходах -  $\beta_3$ , примесных состояниях -  $\beta_4$ , микровключениях и поглощающих микронеоднородностях -  $\beta_5$ , поверхностных уровнях и дефектах поверхностной обработки -  $\beta_6$ .

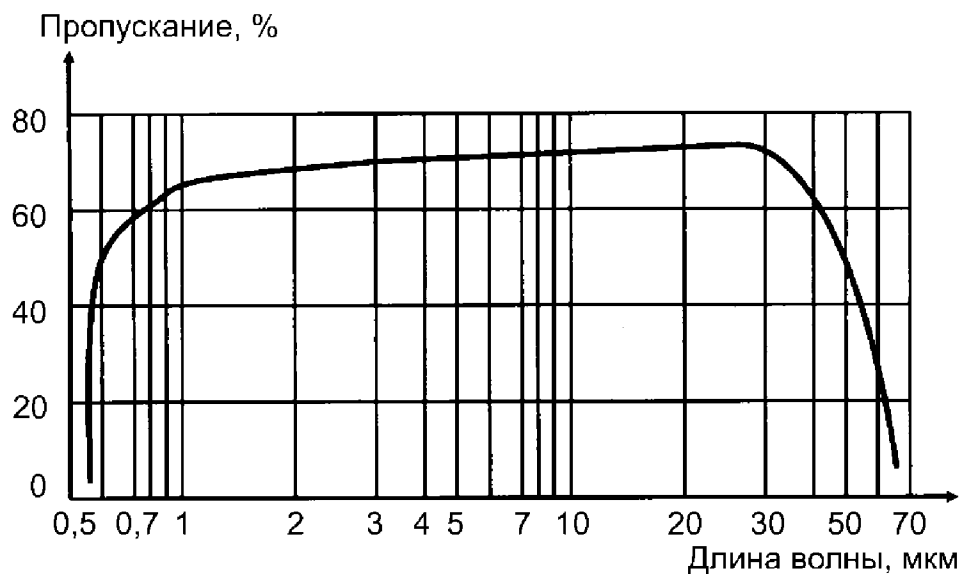


Рисунок 1.3 Спектральное пропускание образца монокристалла КРС-5 толщиной 2,4 мм [101]

Уровень плато на рисунке 1.3 в большинстве материалов определяется величинами  $\beta_4$  и  $\beta_5$  (имеется в виду объёмное поглощение), то есть параметрами,



существенным образом зависящими от технологии получения кристалла [30, 31]. Следует иметь в виду, что на приведённом спектре также присутствуют потери на френелевское отражение. В широкозонных материалах, свободных от примесей и дефектов, величина  $\beta$ , как правило, практически совпадает с коэффициентом многофононного поглощения (уравнение (1.7)). Эта зависимость подтверждена экспериментальными измерениями для большинства широкозонных оптических кристаллов [30-36].

В полупроводниковых кристаллах, из-за значительной доли ковалентной связи, зависимость поглощения от длины волны носит более сложный характер. Уравнение (1.7) в этом случае подтверждается лишь качественно [98-100]. Значительный вклад в значение  $\beta$  вносит поглощение на свободных носителях (величина  $\beta_2 \sim \lambda^2$ ) [98]. Поэтому в области прозрачности полупроводниковых кристаллов, таких как германий, преобладает влияние свободных носителей на поглощение.

Рассмотрим этот процесс подробнее. Сечения поглощения электронов и дырок -  $S_n$  и  $S_p$ , заметно различаются, следовательно

$$\beta_2 = n_e \times S_n + n_p \times S_p, \quad (1.9)$$

где  $n_e$  и  $n_p$  - концентрация электронов и дырок, соответственно.

Для германия, например,  $S_p \sim 20 \times S_n$  [79-81, A28]. Поэтому при получении полупроводников с минимальным значением  $\beta_2$  необходимо применять легирование примесью n - типа, чтобы обеспечить оптимальное соотношение между концентрациями электронов и дырок. Использование такого технологического приёма позволяет вырастить монокристаллы, поглощение которых при комнатной температуре незначительно превышает многофононный предел [76, 79-81, A28].

С ростом температуры поглощение на свободных носителях, концентрация которых увеличивается экспоненциально, становится преобладающим [98-100]

$$\beta(T) = (\beta_0 + \beta_{02}) \times \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right), \quad (1.10)$$

где  $\beta_0$  - решёточное поглощение,

$\beta_{02}$  - поглощение на свободных носителях при комнатной температуре,

$\Delta E_g$  - ширина запрещённой зоны,

$k$  - постоянная Больцмана,

$T$  - температура.

Поглощением на межзонных переходах в области 10 мкм, как правило, можно пренебречь, так как  $h\nu = 0,117$  эВ, а  $\Delta E_g$  для большинства материалов - порядка нескольких эВ.

В области плато на низкотемпературных спектрах пропускания наблюдаются минимумы, обусловленные поглощением на примесях. С ростом температуры эти полосы размываются, что приводит к увеличению поглощения на рабочей частоте ( $\nu = 943 \text{ см}^{-1}$ ). Тогда  $\beta(\nu)$  описывается формулой Лоренца [98-100]

$$\beta(\nu) = \text{const} \times \frac{\Delta\nu}{[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\left(\frac{1}{2}\right)\Delta\nu\right)^2]}, \quad (1.11)$$

где  $\nu$  - полуширина полосы поглощения,

$\nu_0$  - максимум полосы поглощения.

Поверхность, даже идеальная, сама по себе является дефектом кристаллической структуры [102]. Вследствие оптической обработки и химического взаимодействия с атмосферой и активной средой образуется так называемый приповерхностный слой материала, физические свойства которого существенным образом отличаются от объёмных [102]. Несмотря на значительный прогресс в развитии методов оптической обработки таких, как ионная [103-105] и химическая [106] полировки, а также способа формирования точной поверхности алмазным точением [107, 108], потери на поверхности зачастую могут превышать объёмное поглощение [78, 109, 110].

В материалах окон  $\text{CO}_2$  - лазеров минимально достижимая величина объёмного коэффициента поглощения ограничивается многофононным пределом. Это значение практически не зависит от технологии выращивания кристалла и его обработки. В реальных кристаллах величина  $\beta$  может служить критерием совершенства их структуры. Улучшение технологии выращивания, в принципе, позволяет снизить объёмный коэффициент поглощения до этого предела. Данный результат уже достигнут на отдельных образцах [85, 89, 93, 97, 110]. В то же время реальные потери излучения в лазерных окнах превышают величину  $\beta_1$ , прежде всего, из-за поверхностного поглощения [30,31].

В выходных элементах мощных электроионизационных лазеров поглощение может возрасти из-за появления в кристалле радиационных дефектов, образующихся вследствие влияния ионизирующего излучения, используемого для предионизации активной среды [111, 112]. В мощных импульсных лазерах, в которых интенсивность выходного излучения близка к порогу оптической стойкости материала, в окнах могут наблюдаться нелинейные эффекты, приводящие к заметному росту реального значения  $\beta$  [113, 114].

Если стойкость оптического элемента к действию непрерывного излучения определяется, главным образом, коэффициентом поглощения материала и его термомеханическими свойствами, то при импульсном режиме работы стойкость окна зависит, прежде всего, от способности кристалла противостоять действию электрического поля световой волны высокой напряжённости [115-134].

При импульсном режиме воздействия теоретическим пределом оптической стойкости на длине волны 10,6 мкм для большинства идеальных кристаллов является порог пробоя электрическим полем световой волны [129-134]. Данные по порогам оптической стойкости щёлочно-галогидных кристаллов (ЩГК) на длинах волн 10,6, 1,06 и 0,69 мкм можно сопоставить с результатами по порогам пробоя этих кристаллов постоянным электрическим полем. Так как пороги пробоя достаточно близки во всех подобных случаях, то авторы работ [129-134], как и фон Хиппель, подробно исследовавший пробой ЩГК в постоянном электрическом поле [135, 136], объясняют эти данные на основе теории электронной лавинной ионизации (модель Зейтца).

Однако сравнение этих результатов не вполне корректно, так как эксперименты проводились в несопоставимых условиях. Действительно, авторами работ [129-134] пробой исследовался при минимально достижимом размере фокальной области для Гауссова луча (примерно,  $(5 \div 10) \times \lambda$ ), причём использованная методика проведения эксперимента позволяла отделиться данные по пробую на поглощающих неоднородностях от порогов пробоя «чистого» материала. Соответственно, данные по пробую на включениях не учитывались. Порог так называемого «собственного» пробоя определялся по срыву заднего фронта лазерного импульса, прошедшего через образец, а также по морфологическим особенностям разрушений кристалла в зоне воздействия. За порог пробоя принималось такое среднеквадратичное значение плотности мощности в центре фокального пятна, при котором вероятность пробоя составляет 1/2. Влияние эффекта самофокусировки на величину измеряемого порога устранялось

использованием в качестве источника воздействующего излучения одномодового лазера с выходной мощностью примерно на два порядка ниже, чем критическая мощность самофокусировки. Пробой кристалла в постоянном поле столь тщательно исследовать нельзя, из-за невозможности избежать влияния на величину измеряемого порога различных объёмных и поверхностных структурных дефектов.

Примеси в ЩГК по-разному влияют на процесс пробоя в электрическом поле: одни понижают порог, а другие могут повышать [135]. Легко определяется, что в фокальном объеме [129] содержатся  $\sim 10^{15}$  ионов, причём  $10^8 \div 10^{12}$  из них являются примесными. Известно, что примеси в кристаллах склонны к коагуляции, причём степень коагуляции является неконтролируемой величиной. Степень очистки при выращивании монокристалла от образца к образцу, а тем более от материала к материалу, значительно различается. Тем более заметно это различие должно проявляться в качестве образцов, имевшихся в распоряжении фон Хиппеля в 1937 году и использовавшихся в лазерных экспериментах в 1970-72 гг.

Фундаментальные экспериментальные и теоретические исследования процесса лавинного пробоя прозрачных диэлектриков и полупроводников проводились под научным руководством акад. А.М. Прохорова [116-118, 121, 123-125, 127, 130-132, 137]. Тщательно изучены температурно-частотные характеристики порогов пробоя на основных лазерных частотах, исследовалось влияние концентрации примесей на пороги пробоя. Предложена модель лавинного пробоя, в целом хорошо объясняющая полученные экспериментальные результаты. Как очень интересный результат, хочется отметить данные об управляемом росте «собственного» пробоя за счёт контролируемого изменения состояния примеси в образцах (путём отжига и закалки) [130-132].

Порог «собственного» пробоя большинства широкозонных оптических кристаллов составляет  $10^{10} \div 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. В реальных оптических материалах увеличение размеров зоны воздействия до практически применяемых в лазерной технике приводит и при заметно меньших потоках излучения к возникновению повреждений. Так, например, в ЩГК, при площади зоны воздействия  $\geq 1$  см<sup>2</sup>, объёмные повреждения возникают уже при  $W_{PI} \geq 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [138-142]. Эти разрушения происходят вследствие локального пробоя на поглощающих микронеоднородностях [138-159]. Идентичные повреждения материала наблюдались вблизи канала пробоя ЩГК в постоянном электрическом поле [160]. Порог оптического пробоя на микронеоднородностях существенным образом зависит от технологии получения материала.

Наличие в материале поглощающих дефектов является основной причиной возникновения объёмных повреждений в реальных лазерных материалах [138-143]. Размер исходных микронеоднородностей значительно меньше длины волны видимого света, и поэтому обнаружить их в образцах с помощью обычного оптического микроскопа до воздействия невозможно. Поэтому появление лазеров стимулировало интенсивные поиски неразрушающих методов контроля параметров материала, позволяющих оценить оптическую стойкость лазерной оптики.

Так, например, в работе [157] показано, что реальная оптическая стойкость некоторых кристаллов растёт с увеличением коэффициента пропускания на коротковолновом краю их области прозрачности. Действительно, примесные уровни, расположенные вблизи краёв запрещённой зоны, вызывают появление полос поглощения в этой области. Взаимодействие примесных атомов в кристаллической решётке приводит к возникновению так называемых кластеров [142, 155], то есть микроучастков кристалла с существенно повышенным содержанием примеси (причём, они даже не являются выделениями второй фазы). Теоретические оценки показывают, что дефекты типа кластеров размером  $100 \div 1000 \text{ \AA}$  могут быть ответственны за резкое снижение порога пробоя [158].

Ввиду структурного несовершенства приповерхностного слоя и повышенного содержания в нём разнообразных примесей, оптическая стойкость поверхности, как правило, заметно ниже, чем в объёме [161-171]. В области 10 мкм, помимо этого, на стойкость оптики существенным образом влияет так называемый эффект низкорогового пробоя воздуха вблизи поверхности материала [172-177]. При плотности мощности воздействующего лазерного излучения  $\sim 10^7 \text{ Вт/см}^2$  вблизи поверхности, как прозрачной, так и непрозрачной, инициируется пробой воздуха. Проверка этого эффекта проводилась на самых различных материалах - металлах, полупроводниках и диэлектриках.

Коэффициент поглощения исследованных материалов различался в пределах  $10^{-4} \div 10^6 \text{ см}^{-1}$ , однако, некоторая разница в порогах, хотя и обнаружена, но она существенно меньше, чем в аналогичных исследованиях, проведённых с использованием лазеров видимой и ближней ИК - областей спектра. И в этом случае качество обработки поверхности влияет на величину порога, но в области 10 мкм различие проявляется гораздо слабее, чем на других лазерных частотах. Степень повреждения поверхности материала при возникновении оптического пробоя воздуха

также меньше, чем при других режимах воздействия. Это отличие во многом обусловлено значительно более высоким коэффициентом поглощения 10-тимикронного излучения плазмой пробоя. Температура этой плазмы  $\sim 10^4$  К, а скорость разлёта, естественно, зависит от плотности мощности излучения и имеет величину (в интересующем нас диапазоне)  $\sim 1\div 5$  км/с [177]. Соприкосновение подобной плазмы с поверхностью кристалла, как показано в монографии [178] на примере ЦГК, может вызывать характерное повреждение приповерхностного слоя. В прямом эксперименте данный факт зафиксирован при воздействии излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера на образцы NaCl и KCl [179, 180]. В работе [181] исследовано растрескивание поверхности ЦГК под действием излучения сильноточного импульсного разряда. Действие плазмы оптического пробоя воздуха на поверхность других кристаллов, прозрачных в области 10 мкм, практически не изучалось.

Хотя и существует несколько гипотез относительно механизма возникновения низкопорогового пробоя воздуха вблизи преграды, физика этого процесса однозначно не выявлена. Один из возможных механизмов представлен в цикле работ [161-166]. Их авторы, после серии специально поставленных экспериментов делают вывод, что при возникновении низкопорогового пробоя воздуха перед поверхностью прозрачного образца первоначально происходит испарение из приповерхностного слоя поглощающих примесей, в основном, воды. Оптический пробой воздуха инициируется пробоем в этих парах. При повторном воздействии порог пробоя возрастает в результате очистки поверхности, которая, к сожалению, может при этом повреждаться. Очистка происходит и при воздействии на поверхность образцов, помещённых в вакуумную камеру. В этом случае она может не сопровождаться повреждением приповерхностного слоя, так как пробой происходит только в парах, давление которых незначительно. Отсюда следует одна из методических рекомендаций при работе с мощными лазерными источниками - требование постепенного повышения мощности лазера.

В работе [182] запатентован «Способ определения наиболее вероятного механизма разрушения прозрачных диэлектриков импульсным лазерным излучением». Этот способ представляет интерес потому, что не требует измерения в каждом случае абсолютного значения порога разрушения. Он основан на исследовании зависимости скорости роста коэффициента поглощения образцов при фиксированных уровнях мощности воздействующего излучения. Из колоколообразного импульса одномодового и одночастотного лазерного излучения с помощью электрооптического затвора

выделяется импульс прямоугольной формы. Излучение, с плотностью мощности заведомо превышающей порог оптической стойкости, фокусируется в объем образца короткофокусной линзой. На экране осциллографа регистрируется форма воздействующего на образец импульса излучения, которая потом сравнивается с формой прошедшего сигнала. Статистический анализ большого числа экспериментальных значений времени прозрачности образца при фиксированных уровнях мощности воздействующего излучения позволяет определить, какой из пяти механизмов разрушения превалирует в данном случае:

- 1) линейное поглощение;
- 2) нелинейное поглощение;
- 3) поглощение на включениях;
- 4) пробой на таких макродефектах, как царапины, ямки, поры;
- 5) электронный лавинный пробой.

В частотно-импульсном режиме работы лазера [2, 4, 19], происходит комбинированное воздействие излучения на оптический элемент, то есть, наблюдается совместное действие мощного импульсного электромагнитного поля и постоянного теплового потока, причём величина коэффициента поглощения в данном случае может заметно превышать значение  $\beta$ , измеренное при непрерывном режиме работы лазера [113, 114]. Рост числа воздействующих мощных импульсов, даже при низкой частоте следования, может приводить к накоплению повреждений. Увеличение частоты следования импульсов, как правило, вызывает снижение стойкости оптических элементов к действию излучения. Как показано в работах [110, 139, 140], улучшение качества обработки поверхности позволяет увеличить стойкость. Тем не менее, следует отметить, что процесс накопления повреждений (иногда называемый оптической усталостью) в оптических элементах  $\text{CO}_2$  - лазеров, вызванных действием излучения допороговой интенсивности (излучения, плотность мощности которого недостаточна для вывода оптического элемента из строя при однократном воздействии), изучен пока недостаточно, и для его понимания необходимы дальнейшие систематические исследования. Наиболее подробно эти процессы исследовались в работах [139, 140, 183-192].

Наши исследования оптической стойкости 13 монокристаллов, прозрачных в области 10 мкм, к воздействию импульса излучения  $\text{CO}_2$  –лазера в «реальных» условиях, приведены в главе 3.

### 1.3 Свойства оптических материалов для области спектра 10 мкм.

#### Критерии для выбора оптических материалов мощных лазеров

Для изготовления оптических элементов видимой и ближней ИК - областей используют традиционные оптические материалы – стёкла. Как правило, они (за исключением специально разработанных халькогенидных стёкол) непригодны для использования в дальнем и среднем ИК - диапазонах вследствие поглощения на ионах кислорода. Материалы, прозрачные в области 9÷11 мкм, удобно разделить по физико-химическим свойствам на следующие группы:

- 1) ионные монокристаллы;
- 2) полупроводниковые монокристаллы;
- 3) халькогенидные стёкла;
- 4) оптическая керамика;
- 5) поликристаллические материалы;
- 6) нелинейные кристаллы тройных соединений.

Основные критерии для выбора оптических материалов мощных лазерных систем, мы кратко сформулировали следующим образом:

1) устойчивость к воздействию внешней среды и возможность изготовления высокоточных оптических поверхностей (выполнение этого требования возможно, если параметры материала сохраняются после длительного соприкосновения с окружающей средой; а материал обладает высокими значениями твёрдости, предела прочности, предела текучести, модуля Юнга);

2) хорошие теплофизические свойства: высокие значения теплопроводности, теплоёмкости, температуры плавления и низкая величина коэффициента линейного расширения;

3) оптические свойства:

- а) максимально низкий коэффициент поглощения в рабочей области спектра;
- б) малый показатель преломления;
- в) низкие значения фотоупругих констант;



г) прозрачность в видимом свете;

д) в материале должны отсутствовать поглощающие включения и микродефекты размером  $\geq 100 \text{ \AA}$ ;

4) вышеперечисленные параметры материала в рабочем диапазоне температур, должны, по возможности, слабо зависеть от температуры;

5) технология производства материалов и их оптической обработки должна быть, как можно, более простой и недорогой (при этом необходимо учесть, что изделия могут иметь значительные габариты); желательно также, чтобы она была экологически чистой.

При разработке оптических элементов моноимпульсных лазерных систем выполнение требований п.п. 2, 3а, 3б, 3в и 4 к используемому материалу не обязательно.

Многолетний опыт показывает, что подобрать оптический материал для мощного  $\text{CO}_2$  - лазера, полностью удовлетворяющий вышеприведённым критериям, практически невозможно. Требования 1 – 5 весьма разнообразны и жёстки, а свойства известных в настоящее время оптических материалов далеки от идеала. Особенности этих материалов вынуждают искать компромиссные решения, совершенствовать способы выращивания кристаллов и их оптической обработки, осуществлять оптимальный подбор материала в зависимости как от конкретного применения в данном лазерном устройстве, так и от особенностей использования самого лазера. Поэтому требуются достаточно глубокие знания физико-химических свойств необходимых материалов и их реакций на лучевые воздействия в зависимости от конкретных условий эксплуатации. В данном разделе работы систематизируются и анализируются физические свойства материалов, интересных для представляемого ниже исследования, а также рассматриваются перспективы их применения для изготовления прозрачных оптических элементов мощных  $\text{CO}_2$  - лазеров.

Весьма широко в дальней и средней ИК - областях применяются ионные кристаллы. Для анализа свойств этих кристаллов, их удобно разделить на три основные подгруппы [101, 193, 194]:

1) хрупкие, водорастворимые щёлочно-галогидные монокристаллы со структурой хлористого натрия ( $\text{NaCl}$ );

2) мягкие, пластичные и гигроскопичные кристаллы со структурой хлористого цезия ( $\text{CsCl}$ );

3) пластичные, металлоподобные по своим механическим свойствам,

влагостойкие галоиды серебра и таллия.

Из рассматриваемых далее материалов ЩГК обладают наилучшими оптическими свойствами: малым коэффициентом поглощения, низким показателем преломления и высокой прозрачностью в видимой области [30-35]. Эти кристаллы не токсичны. Так как ЩГК являются первыми оптическими материалами, нашедшими применение в ИК - технике, то к настоящему времени создана стабильная промышленная технология выращивания и оптической обработки этих монокристаллов. Они имеют хорошую прозрачность и используются в широком спектральном диапазоне от УФ до ИК области спектра. ЩГК обычно выращиваются методом Кирополуса. В работах [96, 183], например, сообщалось о разработке автоматизированной технологии выращивания монокристаллов хлорида калия диаметром до 600 мм и весом до 140 кг. Был организован их серийный выпуск в НПО «Монокристаллреактив» [96, 183].

К сожалению ЩГК обладают существенными недостатками. Они очень хорошо растворимы в воде. Поэтому, при влажности воздуха в помещении более 35 %, их оптически обработанная поверхность интенсивно адсорбирует атмосферную влагу [30-35, 110, 193], что вызывает резкое увеличение коэффициента поглощения приповерхностного слоя и ведёт к снижению порога оптической стойкости изделия. У ЩГК плохие механические свойства. Они хрупки и очень легко раскалываются по плоскостям спайности даже при небольшой нагрузке. ЩГК имеют низкую твёрдость, что существенно затрудняет производство высококачественных оптических поверхностей. При незначительном повышении температуры даже сравнительно небольшая нагрузка приводит к пластической деформации. Тем не менее, они могут применяться даже при 300 – 400 °С при контролируемых условиях эксплуатации.

Тем не менее, оптика из ЩГК полируется до высокого класса оптической чистоты по специальной технологии при условии контролируемой влажности. Для предотвращения деградации полированные поверхности материала должны быть защищены от влияния влажности. Воздействие излучения вызывает появление в ЩГК центров окраски. Коэффициент линейного расширения на порядок превышает соответствующее значение у большинства стёкол. Данные недостатки крайне затрудняют создание вакуумноплотных соединений, что необходимо для использования в качестве окон газовых лазеров. ЩГК обладают низкой теплопроводностью и склонны к трещинообразованию даже при небольшом термоударе.

Так как в районе 10 мкм монокристаллы фторидов щелочных металлов имеют заметное поглощение, то для ИК оптики они обычно практически не используются. Из всех ЩГК чаще всего в области 10 мкм используются монокристаллы NaCl и KCl. Среди ЩГК, прозрачных в области 10,6 мкм, кристаллы хлорида натрия обладают лучшими механическими свойствами, они имеют в этой группе наиболее высокий «собственный» порог оптической стойкости в импульсном режиме [129-132], а, следовательно, наиболее перспективны для использования в мощных моноимпульсных лазерах. Хотя коэффициент поглощения NaCl несколько выше, чем у KCl, однако, при использовании в импульсных лазерах эта разница практически не имеет значения. Для непрерывных лазеров невысокой мощности использование хлорида натрия также может оказаться более предпочтительным, чем KCl, так как вследствие несколько лучших механических свойств NaCl обрабатывается более качественно, чем KCl.

В настоящее время монокристаллы хлористого калия являются одним из основных материалов оптики мощных непрерывных и частотно-импульсных лазеров. Коэффициент поглощения KCl может достигать, при соответствующих условиях выращивания, величины  $(6\div 8) \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ . Однако, кристаллы, выращиваемые по обычной технологии, разработанной ещё в пятидесятые годы прошлого века, имеют  $\beta \leq 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [59, 60]. Выяснилось, что вблизи 10 мкм значение коэффициента поглощения щелочно-галогенидных кристаллов определяется концентрацией в них кислородосодержащих примесей ( $\text{SO}_4^{--}$ ,  $\text{SO}_3^{--}$ ,  $\text{NO}_2^-$ ,  $\text{NO}_3^-$ ,  $\text{OH}^-$ ,  $\text{NH}_2^-$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{C}_2\text{O}_2$ ) [43-45, 87, 89, 195, 196]. Колебания связи O-H вызывают поглощение в области 2÷4 мкм, а колебания связи O-C - в области 9÷10 мкм [43-45]. С появлением так называемой RAP-технологии (Reactive Atmosphere Processing), разработанной в Huges Research Laboratory [43-45], а также в лаборатории физики кристаллов АН Венгрии [197], удалось вырастить кристаллы KCl с коэффициентом поглощения, близким к многофононному пределу. Этот метод основан на очистке расплава исходного сырья от кислородосодержащих примесей с помощью пиролиза  $\text{CCl}_4$ . Выращивание монокристаллов производилось вертикальным методом Бриджмена в атмосфере чистых газов He или  $\text{CO}_2$ .

На экспериментальных образцах бромистого калия (KBr), полученных RAP-методом, достигнут самый низкий коэффициент поглощения -  $5 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$  [43]. Поэтому, несмотря на заметно худшие физико-химические свойства по сравнению с NaCl и KCl, этот материал считается перспективным для использования в непрерывных лазерах.

Однако технология получения крупногабаритных кристаллов этим методом пока широко не развита. Поэтому монокристаллы KBr, серийно выращиваемые в промышленных условиях, имеющие  $\beta \sim 4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [30, 59], что выше, чем в хлоридах калия и натрия, и значительно уступающие им по физико-химическим свойствам, в современных лазерных системах не используются.

Разрабатывается технология выращивания монокристаллов твёрдых растворов KCl – KBr. При их исследовании выяснилось, что они имеют сравнительно низкий коэффициент поглощения при удовлетворительных механических свойствах, однако теплопроводность этих образцов оказалась ниже, чем у чистых KCl и KBr [41, 59].

Другие хрупкие ЩГК, прозрачные в области 10 мкм, как правило, гораздо более гигроскопичны и имеют худшие механические свойства [101, 193]. Оптическая стойкость этих кристаллов в импульсном режиме намного ниже, чем NaCl [129-132]. В промышленности они практически не применяются.

Исследованию особенностей взаимодействия импульса излучения CO<sub>2</sub> – лазера с щёлочно-галогидными кристаллами посвящена глава 5.

Кристаллы CsI и CsBr (подгруппа пластичных ЩГК) отличаются низкой твёрдостью и высокой гигроскопичностью, весьма пластичны. Их коэффициент поглощения больше, чем у хлорида калия, а теплофизические свойства ещё хуже, чем у ЩГК. Поэтому, хотя они и выпускаются промышленностью для оптики дальнего ИК - диапазона и для изготовления сцинтилляторов частиц высоких энергий, в CO<sub>2</sub> - лазерах эти кристаллы практически не используются.

Галоиды серебра также мягки и пластичны, допускают все методы обработки давлением, практически не растворимы в воде [101, 193, 198, А3]. В настоящее время их применяют для изготовления световодов, используемых в среднем ИК - диапазоне [198]. Крупным недостатком галоидов серебра является склонность к фотолизу при воздействии излучением видимого и, особенно, ультрафиолетового диапазонов, однако, этот процесс удаётся заметно ослабить путём легирования [193]. Кристаллы хлористого серебра (AgCl), легированные ртутью, значительно более устойчивы к воздействию дневного света без заметного ухудшения оптических свойств в ИК - области. В настоящее время оптоволокна для диапазона 10 мкм изготавливают путём вытягивания из монокристаллов твёрдого раствора AgCl – AgBr (КРС – 13), которые несколько менее склонны к фотолизу, чем чистый AgCl [198].

Галогениды таллия во многом идентичны по своим физико-химическим свойствам галоидам серебра, однако в оптике, несмотря на несколько более высокую растворимость в воде, они применяются гораздо чаще, из-за лучших механических свойств [193, 198] и большей устойчивости к воздействию УФ - излучения.

Промышленность выпускает крупногабаритные монокристаллы твёрдых растворов  $\text{TlCl} - \text{TlBr}$  (обычно называемые - КРС-6) и  $\text{TlBr} - \text{TlI}$  (КРС-5). Эти монокристаллы, благодаря весьма высоким фотоупругим константам, перспективны в акустооптических устройствах, что, однако, является недостатком для применения в лазерных окнах. Тем не менее, многолетняя и кропотливая работа по технологии получения монокристаллов КРС позволила получить кристаллы с очень низким коэффициентом поглощения на длине волны  $10,6 \text{ мкм} - 5 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  [83]. Этот результат получен благодаря глубокой очистке исходного сырья. Несмотря на низкий порог появления оптических неоднородностей, они иногда используются как в импульсных, так и в непрерывных лазерных системах в тех случаях, когда применение водорастворимой оптики недопустимо. Помимо невысокой оптической стойкости, их применение ограничивается высокой токсичностью, пластичностью, худшими, чем у ЦГК, механическими, теплофизическими и, частично, оптическими свойствами, и как следствие, неудовлетворительным качеством оптической обработки. Однако, после появления промышленного производства CVD ZnSe кристаллы КРС-6 оказались практически вытеснены из ИК - оптики вследствие гораздо худших физико-химических свойств. Тем не менее, монокристаллы КРС-5 по-прежнему применяются для изготовления акустооптических элементов, а также оптики дальнего ИК - диапазона, т.к. в диапазоне  $30 - 50 \text{ мкм}$  прозрачны лишь КРС - 5 и йодистый цезий.

Фториды щёлочноземельных металлов широко используются для изготовления оптических элементов среднего ИК - диапазона благодаря весьма удачному сочетанию физико-химических свойств [101 193]. К сожалению, кроме фторидов бария -  $\text{BaF}_2$  ( $\beta = 0,15 \div 0,17 \text{ см}^{-1}$ ) и стронция -  $\text{SrF}_2$  ( $\beta = 0,4 \text{ см}^{-1}$ ), почти все они непрозрачны на длине волны  $10,6 \text{ мкм}$  [139, 140, 193]. Однако, благодаря малому показателю преломления фториды часто используют при нанесении интерференционных покрытий [101 193, 199]. Кстати, наиболее интересен в этой связи четырёхфтористый торий ( $\text{ThF}_4$ ). Покрытия из этого материала имеют весьма высокую оптическую стойкость и широко применяются для изготовления оптики  $\text{CO}_2$ -лазеров [25]. В России на использование соединений

тория в промышленности наложены существенные ограничения, что связано с тем, что этот материал формально числится среди радиоактивных, хотя имеет очень большой период полураспада –  $1,39 \times 10^{10}$  лет [200].

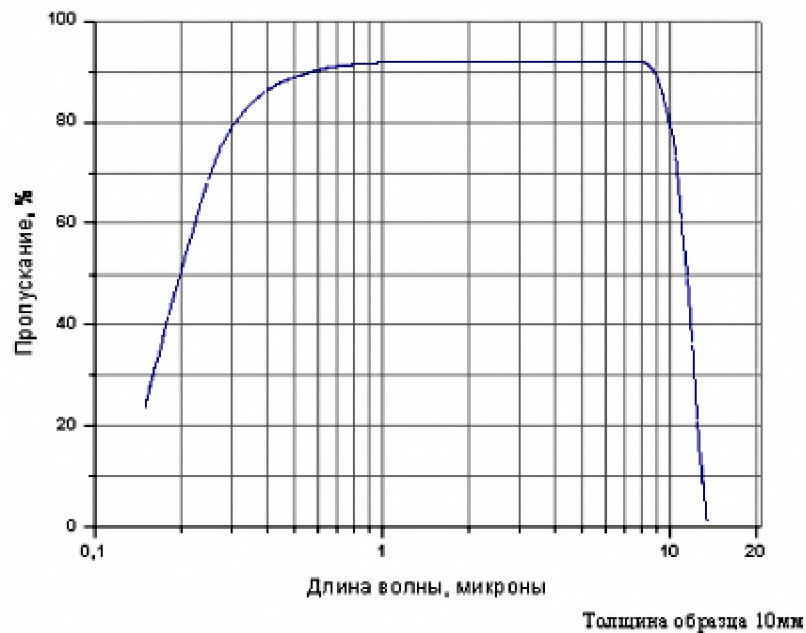


Рисунок 1.4 - Спектр пропускания монокристалла  $BaF_2$  [201]

Фторид бария выращивается в вакууме методом Стокбаргера. Это относительно жесткий материал, но при этом имеет высокую чувствительность к тепловым ударам. Фтористый барий не реагирует с атмосферными парами воды при температуре до  $500^\circ C$ , обладает хорошими механическими свойствами, неплохо обрабатывается. В сухой среде материал может использоваться вплоть до  $800^\circ C$ . Монокристаллы  $BaF_2$  не токсичны, обладают высокой радиационной стойкостью, имеют малый показатель преломления ( $n = 1,39$ ).

На рисунке 1.4 приведён спектр пропускания монокристаллической пластины фторида бария толщиной 10 мм. Хорошо видно, что потери на поглощение заметно растут, начиная с  $\lambda \sim 9$  мкм. На длине волны 9,55 мкм ( $CO_2$  - лазеры сравнительно легко, с небольшими потерями, перестраиваются для генерации излучения на этой длине волны, что важно для некоторых применений) поглощение в  $BaF_2$  заметно ниже, чем на  $\lambda = 10,6$  мкм. Поэтому данный материал может быть рекомендован к использованию в  $CO_2$  – лазерах, излучающих на  $\lambda = 9,55$  мкм. Фторид бария иногда применяется для

изготовления оптических элементов (диаметром до  $\sim 100\div 180$  мм) моноимпульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров, излучающих на  $\lambda = 10,6$  мкм в тех случаях, когда его сравнительно высокие потери на поглощение не являются помехой для эксплуатации.

Для решения ряда специфических прикладных задач требуется создание мультиспектральных излучателей, работающих в диапазоне  $0,53 - 10,6$  мкм. Однако подходящего материала для изготовления прозрачного оптического элемента такого мультиспектрального излучателя, не существует. Один из вариантов решения этой проблемы: несколько сузить этот диапазон, осуществляя генерацию в  $\text{CO}_2$  – лазере на длине волны  $9,55$  мкм, и использовать для вывода излучения оптику из фторида бария.

Следующую группу материалов, пригодных для изготовления прозрачной оптики  $\text{CO}_2$  - лазеров, образуют полупроводниковые кристаллы: алмаз, германий (Ge), арсенид галлия (GaAs) и соединения группы  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ . Для данных материалов характерно практическое отсутствие растворимости в воде, хорошие механические и теплофизические свойства. Однако, оптические свойства у них, как правило, хуже, чем у ЦГК. Полупроводники, вследствие сравнительно небольшой ширины запрещённой зоны, обладают экспоненциальной зависимостью коэффициента поглощения от температуры (уравнение (1.10)). В разделе 2.3 приведены наши экспериментальные результаты исследования зависимости  $\beta_{10,6}(T)$  для монокристаллов германия. Там же более подробно рассмотрены различные факторы, влияющие на поглощение монокристаллического германия в ИК - области. К числу эксплуатационных недостатков многих полупроводников (Ge, GaAs, CdTe) можно отнести отсутствие прозрачности в видимой области.

Монокристаллы кремния (Si), обладающие прекрасными механическими и теплофизическими свойствами, практически не могут быть использованы для изготовления прозрачной оптики  $\text{CO}_2$  - лазеров, так как в области  $10\div 11$  мкм в них наблюдается весьма заметное решёточное поглощение [101, 193]. Однако они широко используются для изготовления подложек высококачественных интерференционных зеркал с коэффициентом отражения  $99,5\%$  и даже более (см. раздел 1.4).

Из всех материалов, практически применяемых для изготовления оптики  $\text{CO}_2$  - лазеров, монокристаллический германий (Ge) имеет самую высокую твёрдость, что позволяет формировать из него высокоточные оптические детали. Изделия из Ge удобны в эксплуатации. Они не взаимодействуют с атмосферной влагой, не токсичны,

прочны, имеют хорошие теплофизические свойства. Оптические детали из германия хорошо просветляются однослойными покрытиями ZnS или  $As_2S_3$  (до 98 %). Из германия изготавливают полупрозрачные зеркала, работающие как без интерференционных покрытий, так и с ними, высокоточные эталоны Фабри-Перо, акустооптические элементы и другие оптические детали [30, 31, 193, 202-223]. Наиболее важная область применения германия – оптика тепловизионных камер диапазона длин волн 8 – 14 мкм, используемых в системах пассивного тепловидения, системах инфракрасного наведения, приборах ночного видения, противопожарных системах [224, 225]. Германий также используется для изготовления МНПВО-элементов для спектроскопии, эффективных светоделителей с пропусканием 50% без необходимости последующего покрытия. Ge также широко используется в качестве подложки для производства светофильтров.

Из-за наличия резкой температурной зависимости коэффициента поглощения применение германия в непрерывных лазерах ограничено. Окна из Ge удовлетворительно работают при плотностях мощности  $100 \div 250 \text{ Вт/см}^2$ , если обеспечивается их эффективное охлаждение [30, 31]. Оптические свойства монокристаллов германия очень сильно зависят от концентрации свободных носителей и соотношения между концентрациями электронов и дырок [A28]. В настоящее время получены кристаллы с  $\beta = 0,015 \text{ см}^{-1}$ , при решёточном поглощении  $\beta_{\text{реш}} = 0,01 \text{ см}^{-1}$ . Поверхностное поглощение -  $2\beta_{\text{пов}} = 0,0009 \text{ см}^{-1}$ . Эти значения близки к технологическому пределу возможностей материала [A28, 79-81]. Исследованию оптических свойств монокристаллов германия и их стойкости к воздействию излучения мощного импульсного  $CO_2$  – лазера посвящены разделы 2.3, 2.4 и глава 4.

В арсениде галлия (GaAs), при компенсировании хромом до удельного сопротивления  $10^7 \div 10^8 \text{ Ом} \times \text{см}$ , удаётся снизить величину коэффициента поглощения до  $0,002 \text{ см}^{-1}$ . До температуры  $300 \div 400^\circ\text{C}$  это значение растёт довольно медленно. Прекрасные механические и теплофизические свойства, устойчивость к воздействию внешней среды выдвигают GaAs в число наиболее перспективных материалов для изготовления прозрачной оптики непрерывных  $CO_2$  - лазеров [30, 31, 42, 55, 61, 82, 91, 98-100, 155, 226-228]. Окна из GaAs, если существует охлаждение, не разрушаются при плотности мощности сфокусированного излучения до  $40 \text{ кВт/см}^2$ . Применение GaAs ограничивается трудностями обработки токсичных материалов и сложностью



юстировки из-за непрозрачности в видимом диапазоне. Появление на рынке оптических элементов из CVD селенида цинка, технология получения которых достигла промышленного уровня, резко снизила объёмы применения GaAs в лазерной оптике. По соотношению цена – качество селенид цинка превзошёл арсенид галлия, прежде всего, благодаря прозрачности в видимом диапазоне, что резко упрощает процесс юстировки.

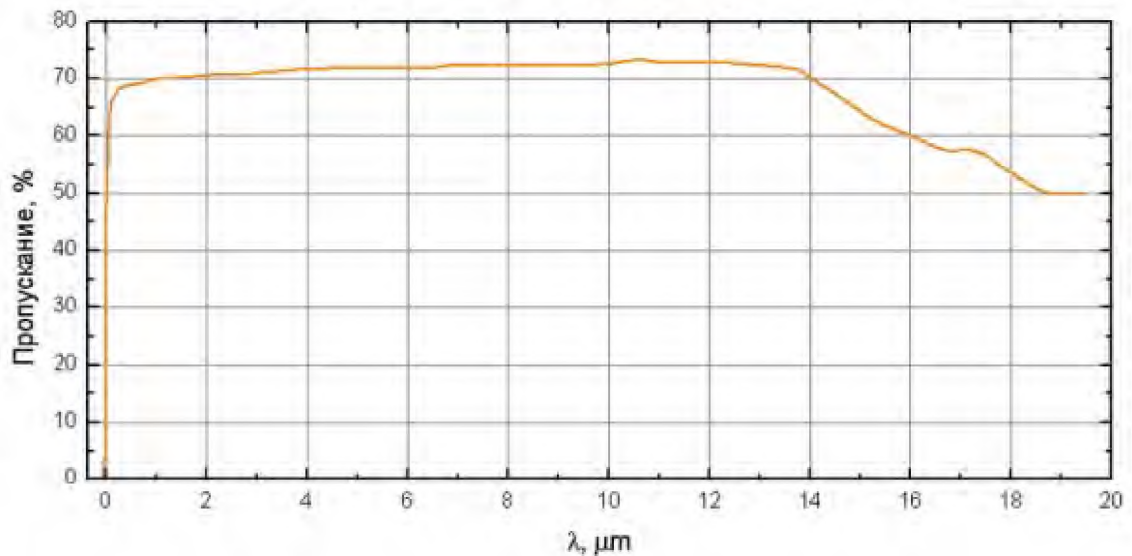


Рисунок 1.5 - Спектр пропускания селенида цинка [229]

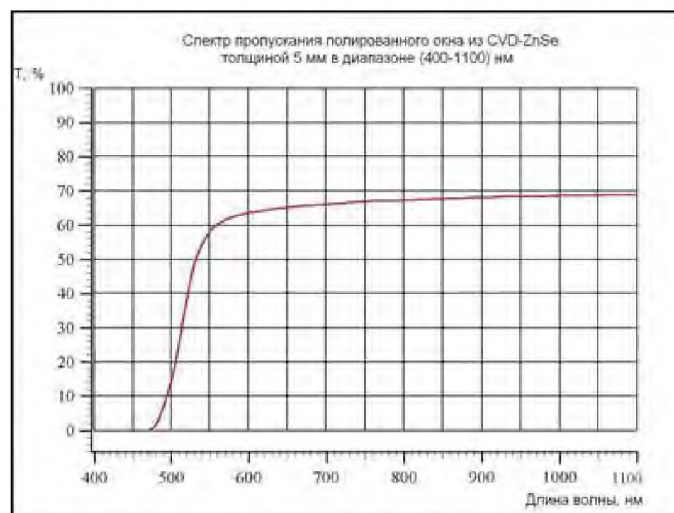


Рисунок 1.6 - Спектр пропускания полированного окна из CVD ZnSe толщиной 5 мм в диапазоне 400 – 1100 нм [230]

Полупроводниковые соединения группы  $A^{II}B^{VI}$  могут кристаллизоваться как в кубической, так и в гексагональной сингонии [194]. К ним относятся сульфиды, селениды и теллуриды цинка и кадмия. Для этих материалов характерен сравнительно

малый коэффициент поглощения в области 9 - 11 мкм, который достаточно слабо зависит от температуры, так как у этих материалов ширина запрещённой зоны более 2 -3 эВ. Они обладают неплохими механическими, теплофизическими и климатическими свойствами и весьма перспективны для использования в непрерывных лазерах. Кристаллы кубической сингонии изотропны. Все полупроводниковые соединения этого типа (кроме теллурида кадмия) прозрачны в видимой области спектра, хотя бы частично. К сожалению, существуют значительные проблемы при выращивании кубических монокристаллов этих соединений, даже при диаметре 2÷3 см, вследствие фазового перехода в твёрдой фазе и склонности исходной шихты к диссоциации при повышении температуры.

Самыми перспективными из кристаллов группы  $A^{II}B^{VI}$  считаются CdTe и ZnSe, коэффициент поглощения которых может при существующей технологии достигать величины  $10^{-4} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [30, 31, 59, 84, 92]. Интересные физические свойства могут оказаться у кристаллов ZnTe, которые пока сравнительно слабо изучены. Исследуются также и кристаллы твёрдых растворов группы  $A^{II}B^{VI}$ , например, селенида-теллурида цинка. Технологические проблемы при выращивании монокристаллов ZnSe были обойдены путём получения поликристаллов селенида цинка оптического качества химическим осаждением из газовой фазы (CVD - метод). Эта технология разработана и успешно внедрена в промышленное производство. На сегодня CVD ZnSe является основным материалом для изготовления элементов прозрачной оптики технологических  $\text{CO}_2$  - лазеров [21, 30, 59, 232, 233]. На рисунках 1.5 и 1.6 приведены спектры пропускания селенида цинка, причём на рисунке 1.6 детально показаны свойства материала в коротковолновой области спектра, что необходимо для понимания его возможностей при проектировании мультиспектральных излучателей.

В таблице 1.1 приведены свойства CVD ZnSe, производимого в институте химии высокочистых веществ им Г.Г. Девярых [229].

Появилась, также технология газофазного химического осаждения сульфида цинка (ZnS) из паров цинка и сероводорода (CVD) с последующим высокотемпературным газостатическим прессованием. В сущности, получен новый оптический материал, прозрачный в видимой и ИК - областях и обладающий хорошими механическими свойствами. К сожалению, по коэффициенту поглощения в интересующем нас диапазоне CVD ZnS ( $\beta_{10,6} \sim 2.0 \times 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ ) значительно уступает

селениду цинка [233-241].

Таблица 1.1 - Свойства CVD селенида цинка [233]

Физические свойства ZnSe			Оптические свойства ZnSe		
Кристаллическая решетка	кубическая		10% transmission limits (t=6 mm)	0,5 – 22 $\mu\text{m}$	
Плотность (298 К, г/см <sup>3</sup> )	5,27		Термо-оптический коэффициент, $dn/dT(298-358\text{K})$	(K <sup>-1</sup> @ 0,6328 $\mu\text{m}$ )	$1,07 \times 10^{-4}$
Температура плавления, К	1798			(K <sup>-1</sup> @ 1,15 $\mu\text{m}$ )	$7 \times 10^{-5}$
Удельное сопротивление, (Ом $\times$ см)	$\sim 10^{12}$			(K <sup>-1</sup> @ 3,39 $\mu\text{m}$ )	$6,2 \times 10^{-5}$
Теплопроводность ( 298 К, Дж/( К $\times$ м $\times$ с))	18,0			(K <sup>-1</sup> @ 10,6 $\mu\text{m}$ )	$6,1 \times 10^{-5}$
Коэффициент теплового расширения, К <sup>-1</sup>	273 К	$7,1 \times 10^{-6}$	Коэффициент объемного поглощения	(cm <sup>-1</sup> @ 1,3 $\mu\text{m}$ )	$5,0 \times 10^{-3}$
	373 К	$7,8 \times 10^{-6}$		(cm <sup>-1</sup> @ 2,7 $\mu\text{m}$ )	$7,0 \times 10^{-4}$
	473 К	$8,3 \times 10^{-6}$		(cm <sup>-1</sup> @ 3,8 $\mu\text{m}$ )	$4,0 \times 10^{-4}$
Теплоемкость (298 К, Дж/(г $\times$ К))		0,339		(cm <sup>-1</sup> @ 5,25 $\mu\text{m}$ )	$4,0 \times 10^{-4}$
Твердость по Кнупу ( кг/мм <sup>2</sup> )		120		(cm <sup>-1</sup> @ 10,6 $\mu\text{m}$ )	$5,0 \times 10^{-4}$
Модуль Юнга (Е), ГПа		67,2		Показатель преломления	0,63 $\mu\text{m}$
Модуль объемной упругости (К), ГПа		40	1 $\mu\text{m}$		2,489
			3 $\mu\text{m}$		2,438
Предел упругости, МПа		55	5 $\mu\text{m}$		2,43
Коэффициент Пуассона		0,28	10 $\mu\text{m}$		2,4
Химическая чистота (%)		99,999(5N8)	15 $\mu\text{m}$		2,367

Для применений в авиационных ИК - системах переднего обзора селенид цинка недостаточно хорош вследствие того, что его механические свойства не позволяют выдерживать нагрузки, возникающие при сверхзвуковых скоростях. Созданный для решения этих задач сульфид цинка не устраивает разработчиков из-за сравнительно высокого поглощения. В работе [243] сообщается о создании нового двухслойного композитного оптического материала на основе CVD ZnS – ZnSe («Tufran»). Основой является слой ZnSe, имеющий хорошие оптические свойства. С внешней стороны находится слой ZnS толщиной 1 мм, уступающий селениду цинка по оптическим

свойствам, но имеющий гораздо лучшие механические свойства. В работе [242] сообщается о создании отечественного аналога этого материала. На рисунке 1.8 приведены их спектры пропускания. К сожалению, в мощных лазерах этот материал вряд ли найдёт применение.

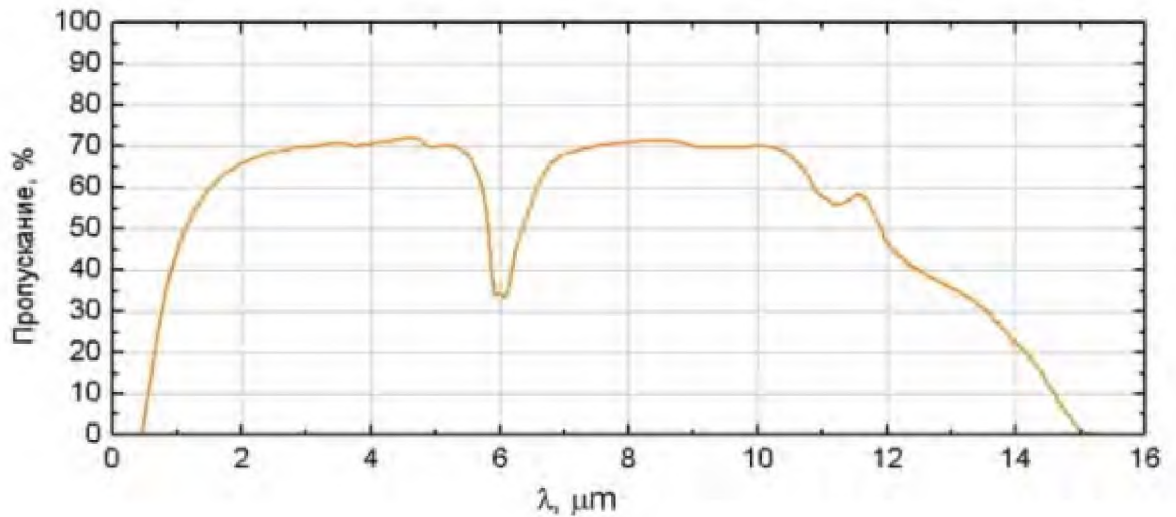


Рисунок 1.7 - Спектр пропускания CVD - сульфида цинка [235]

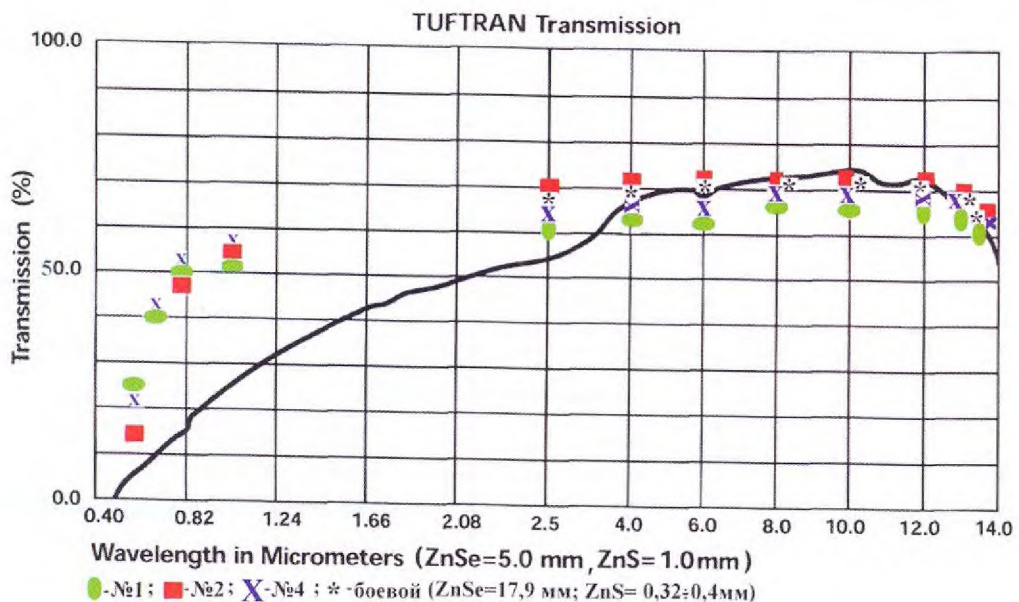


Рисунок 1.8 - Сравнительные характеристики пропускания «Tuftran» и двухслойного композита ЗАО «ИНКРОМ» (обозначены цветными значками) [242]

В работе [244] сообщается о создании новых перспективных материалов ИК – оптики - твёрдых растворов халькогенидов цинка  $ZnS_xSe_{1-x}$ . Регулируя соотношение

между S и Se в материале, удаётся оптимизировать соотношение между оптическими и механическими свойствами материала.

Для применения в средней и дальней ИК - областях разработана серия бескислородных стёкол, из которых лучшими свойствами в диапазоне  $8\div 14$  мкм обладает  $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$  [245, 246]. Эти стёкла почти не взаимодействуют с атмосферной влагой, хорошо обрабатываются, технология их получения позволяет варить крупногабаритные заготовки, но при этом обладают рядом существенных недостатков: токсичны, хрупки, боятся термических ударов, имеют низкие значения теплопроводности и температуры размягчения, непрозрачны в видимом свете, имеют сравнительно высокий коэффициент поглощения. Бескислородные стёкла интересны тем, что, манипулируя составом, можно менять величину показателя преломления в очень широких пределах. Благодаря этому, на основе таких стёкол можно создавать прочные эффективные интерференционные покрытия [245].

Стеклообразный трёхсернистый мышьяк ( $\text{As}_2\text{S}_3$ ), несмотря на высокий коэффициент поглощения, рекомендуется в работе [247] для создания прочных интерференционных влагозащитных покрытий на металлических зеркалах. Тонкая плёнка  $\text{As}_2\text{S}_3$  способна длительное время защищать поверхность от воздействия атмосферной влаги и имеет довольно высокую оптическую стойкость.

Известно, что поликристаллические материалы имеют механические свойства значительно лучшие, чем соответствующие монокристаллы, однако, оптические свойства у поликристаллов обычно хуже, чем у монокристаллов из-за рассеяния и поглощения излучения на границах зёрен [232]. В информационных ИК - системах этим явлением обычно можно безболезненно пренебречь, если рабочая длина волны превышает средний размер зерна. В лазерной технике вклад дополнительного поглощения и рассеяния обычно довольно важен, и поэтому предпочтительно использование монокристаллов, но, при превышении некоторого критического размера детали, изготовление оптических элементов из монокристаллов теряет смысл, так как увеличение габаритов монокристалла сопровождается ухудшением его качества при одновременном резком росте удельной стоимости. Среди технологов – ростовиков бытует мнение, что проблемы при выращивании монокристаллов пропорциональны кубу диаметра. Поэтому для изготовления крупногабаритной кристаллооптики применение поликристаллов, несмотря на худшие оптические свойства, зачастую более

оправданно.

Одним из способов ухода от дорогостоящей технологии выращивания монокристаллов является метод получения сравнительно недорогих крупногабаритных заготовок для ИК - техники путём горячего прессования чистых порошкообразных материалов [232, 248]. Изготовленная таким образом оптическая керамика широко используется в ИК - оптике. В  $\text{CO}_2$  - лазерах, в принципе, могут быть использованы серийно выпускаемые керамические  $\text{ZnSe}$  и  $\text{CdTe}$ , известные под названиями иртран-4 (КО-4) и иртран-6 (КО-6), соответственно. По сравнению с монокристаллами этих же материалов, оптическая керамика обладает повышенной механической прочностью, значительно дешевле в изготовлении, однако имеет существенно больший коэффициент поглощения  $\beta \sim 0,12 \div 0,14 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому при плотности мощности излучения свыше  $100 \text{ Вт/см}^2$  в непрерывном режиме керамика не может использоваться. Технология горячего прессования порошкообразных оптических материалов начала развиваться в 50-60 г.г. прошлого века. Можно предположить, что с использованием нанотехнологий, это направление в XXI веке будет развиваться ещё более активно, и оптическое качество керамики кардинальным образом улучшится, что позволит её применять и в более мощных лазерах. Кстати, уже создана технология получения лазерной керамики для применения в качестве активных элементов твердотельных лазеров [249]. Эксперименты показали, что активные элементы из лазерной керамики имеют значительные преимущества по сравнению, как с монокристаллическими стержнями, так и со стеклянными. Сообщалось о разработке в США технологии получения оптической керамики на основе твёрдого раствора  $\text{KCl} - \text{KBr}$  диаметром до 1 м для окон мощных  $\text{CO}_2$  - лазеров. Предполагается, что её коэффициент поглощения может быть на уровне  $10^{-5} \text{ см}^{-1}$  [250].

Для лазерной оптики весьма интересен другой способ получения ШГК оптического качества с поликристаллической структурой - рекристаллизация высокочистых монокристаллов, подвергнутых горячему прессованию [139, 183, 250-255]. Прочность материала после такой термомеханической обработки возрастает примерно на порядок, но и коэффициент поглощения растёт приблизительно также. Сущность этого эффекта заключается в том, что границы зёрен и некоторые примеси при комнатной температуре препятствуют движению дислокаций, а оптические свойства почти не ухудшаются.

Однако в процессе хранения и эксплуатации, в сущности, происходит длительный отжиг при комнатной температуре. Он вызывает заметное старение материала, заключающееся в росте размеров зёрен в процессе продолжающейся рекристаллизации. Пластическая деформация в поликристаллах происходит за счёт миграции границ зёрен и зернограничного проскальзывания. Движение происходит в направлении свободной поверхности, то есть оптической поверхности, что естественно приводит к ухудшению её формы. Принципиально возможно торможение этого процесса путем легирования специальными примесями [183].

В области 10 мкм прозрачны также некоторые нелинейные кристаллы, например, прустит,  $ZnGeP_2$ . Однако применение этих кристаллов ограничивается традиционными областями нелинейной оптики, так как они дороги и обладают высоким поглощением, а технология их получения крайне сложна [256].

### 1.3.1 Алмаз: оптические свойства и перспективы применения в CO<sub>2</sub> – лазерах

Алмаз применяется как конструкционный материал для силовой оптики и электроники, сочетающий в себе уникальные физико-химические свойства [А15, 257]. Будучи прозрачным материалом, от УФ вплоть до см диапазона (за исключением области фонованного поглощения 2 – 6 мкм), он обладает рекордной теплопроводностью - в 5 раз выше, чем у меди, и низким коэффициентом термического расширения (как у инвара).

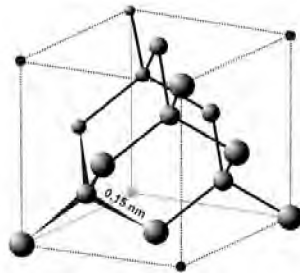


Рисунок 1.9 - Кристаллическая структура алмаза [194]

Такие особенности алмаза определяются его кристаллической структурой (рисунок 1.9). Подобную структуру имеют очень многие кристаллы, широко применяемые в ИК - оптике и полупроводниковой электронике, например германий и кремний. Однако алмаз, благодаря значительно меньшему межатомному расстоянию, имеет крайне высокое значение энергии кристаллической решётки. Экспериментальное значение статической энергии связи в алмазе, к которой добавлена энергия нулевых колебаний, составляет 7,62 эВ/атом [258].

Попытки использовать алмазы в различных технических устройствах предпринимались достаточно давно. Однако природные алмазы слишком дороги, малы размером и имеют значительный разброс технических параметров, вызванный заметным различием в условиях их роста в природных условиях.

Природный алмаз по своим оптическим свойствам делят на две категории в зависимости от наличия или отсутствия сильной полосы поглощения в области 7÷11 мкм [259]. Высококачественный, прозрачный в ИК - области спектра, алмаз относят к категории ПА. В алмазе важно уникальное сочетание оптических, механических и



теплофизических свойств. Поэтому он способен выдерживать очень высокие лучевые нагрузки. В первой публикации на эту тему [260] сообщается, что через пластинку из синтетического монокристалла алмаза, размером  $1 \times 2 \times 4$  мм<sup>3</sup>, в течение 5 секунд пропускалось непрерывное излучение CO<sub>2</sub> – лазера мощностью от 1 до 10 кВт (плотность мощности превышала  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>). Алмазная пластинка располагалась в специальной медной оправе и обдувалась чистым гелием. После эксперимента никаких следов воздействия лазерного излучения на пластинке обнаружить не удалось, даже с помощью светового микроскопа. Авторы пришли к выводу, что алмазное окно CO<sub>2</sub> – лазера способно работать при плотности мощности до  $\leq 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, если бы при этом не возникал оптический пробой воздуха перед поверхностью.

Размеры природных и синтетических (получаемых при высоких давлении и температуре) монокристаллических алмазов недостаточны, чтобы их можно было использовать в реальных лазерных системах. Тем не менее, потенциальная возможность синтеза материала с такими уникальными свойствами из легко доступного сырья (углерода) инициировала проведение многочисленных исследований.

Для атомов углерода стабильной кристаллической структурой является гексагональная (графит) (рисунок 1.10). В природе кристаллизация углерода в структуре алмаза происходит при крайне высоких значениях температуры ( $\geq 2000$  °C) и давления ( $\geq 1$  МПа). Тем не менее, в середине 20-го века была создана технология синтеза монокристаллов алмазов при сверхвысоких давлениях, то есть в условиях, приближённых к природным. Эта технология крайне сложна, но она оказалась экономически выгодной для получения небольших алмазов, прежде всего недорогих алмазных порошков, широко используемых в механообработке.

Тем не менее, полученные кристаллы нашли настолько многочисленные применения в различных отраслях современной техники, что «экономический потенциал наиболее развитых государств в значительной мере стали связывать с использованием ими алмазов» [261]. Достигнутый уровень технологии и, соответственно, масштабы производства таковы, что сейчас в мире ежегодно производится более 100 тонн искусственных алмазов. Причём производство алмазов постоянно растёт. Регулярно находят новые применения и создаются новые производственные мощности. Стоимость 1 карата (1 карат = 0,2 г) алмазного порошка составляет величину порядка 3 руб. К сожалению, с увеличением размеров кристаллов технологические проблемы, а, следовательно, их стоимость стремительно растут.

Сравнительно крупные искусственные алмазы по цене приближаются к природным кристаллам. В итоге, получение таких монокристаллов размером более 6 – 8 карат становится не рентабельным. Поэтому эта технология оказалась не в состоянии удовлетворить потребности лазерной техники.

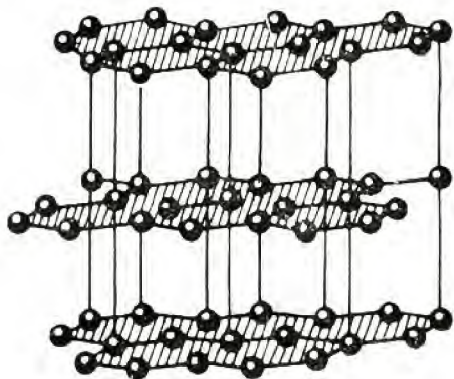


Рисунок 1.10 - Гексагональная кристаллическая структура углерода (графит) [194]

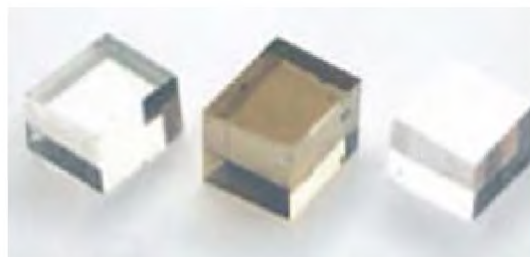


Рисунок 1.11 - Монокристаллы алмаза, полученные CVD-методом ) [262]

В 1956 г. отечественные учёные Спицын Б. В. и Дерягин Б. В. предложили принципиально новую технологию получения алмазов, приемлемую технологически и экологически, плазмохимическим осаждением при давлении менее 1 атм (CVD – технология, «chemically vapor deposition»). Очевидно, что доступно исходное сырьё – метан и водород. Метод оказался настолько оригинальным и неожиданным, что патент был выдан лишь почти четверть века спустя [263]. Основные технические характеристики поликристаллических алмазов (ПА) соответствуют свойствам природных алмазов, причём, в отличие от последних, они технологически воспроизводимы [А15, 257]. Уже изготовлены пластины этого материала диаметром до 300 мм и толщиной до 3 мм оптического качества. Позднее выяснилось, что метод позволяет получать и достаточно крупные монокристаллы даже ювелирного качества (рисунок 1.11) [262].

На рисунке 1.12 приведён спектр пропускания ПА, а на рисунке 1.13 показан внешний вид пластины ПА, выращенной в ЦЕНИ ИОФ РАН.

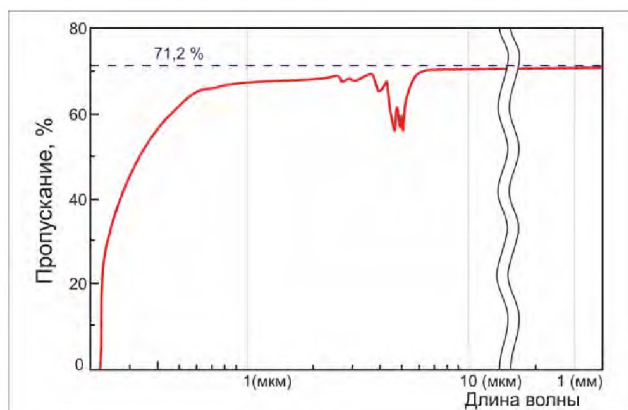


Рисунок 1.12 - Спектр пропускания пластины ПА [264]

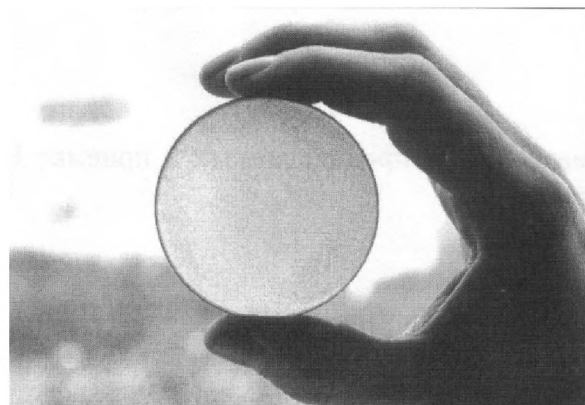


Рисунок 1.13 - Пластина поликристаллического алмаза (диаметр 57 мм, толщина 0,5 мм) [257]

Механические, теплофизические и оптические свойства этого материала могут достигать соответствующих значений параметров монокристаллов типа ПА. Применение ПА в нашей стране пока ограничивается крайне высокой стоимостью опытных образцов и отсутствием их промышленного производства. Однако в США, Англии, Германии, Японии, Китае, Южной Корее и других экономически развитых странах уже имеются предприятия, промышленно выпускающие различные изделия из ПА. В частности, они уже активно применяются для изготовления выходных окон щелевых  $\text{CO}_2$  – лазеров [A15]. Нашим исследованиям свойств пластин отечественных поликристаллических алмазов и возможностей их применения в мощных лазерах посвящена глава 7.

Особенностью получения и обработки ПА является то, что эта технология экологически чиста, наукоемка и может быть реализована в условиях крупного мегаполиса.

В таблице 1.2 приведены параметры наиболее применяемых в непрерывных лазерах диапазона 10,6 мкм оптических монокристаллов KCl и ZnSe в сопоставлении со свойствами алмаза (использованы литературные данные по свойствам монокристаллического алмаза) [30]. Критериальные характеристики рассчитаны по формулам (1.2 – 1.6) [30]. Однако стоит заметить, что поликристаллический материал все-таки несколько отличается от монокристалла по своим свойствам.

Приведённые параметры рассчитаны для пластин одинаковой толщины. Алмазная пластина, используемая в качестве окна, будет иметь значительно меньшую толщину, чем пластина из KCl или ZnSe, как вследствие технологических причин, так и благодаря гораздо более высокой механической прочности. За счет этого критериальные

параметры конкретного устройства вывода излучения необходимо будет корректировать с учетом необходимой толщины окна.

Таблица 1.2 Сопоставление параметров алмаза с наиболее применяемыми материалами для окон непрерывных CO<sub>2</sub> – лазеров KCl и ZnSe

	ZnSe	KCl	алмаз
K, Вт/см °К	0,18	0,065	20
$\alpha$ , $10^{-6}$ °C <sup>-1</sup>	8,5	36	1,0
E, $10^6$ фунт/дюйм <sup>2</sup>	9,75	4,3	145,0
$\sigma_c$ , фунт/дюйм <sup>2</sup>	8000	640	$6 \times 10^5$
$\sigma_c K / \alpha \beta E$ , Вт	173000	3860	$1,7 \times 10^6$
$\beta$ , см <sup>-1</sup>	$10^{-4}$	$7 \times 10^{-5}$	0,06
N	2,40	1,47	2,41
$E \langle \pi \rangle = \frac{1}{2} P_{11}$	0,05	0,07	0,04
$\chi$	67	-3,6	9,7
$P_{крит.} \times R$ , Вт×см	0,03	0,03	0,03

Из данных приведенных в таблице 1.2 видно, что алмаз, значительно превосходит другие материалы, несмотря на существенно худший коэффициент поглощения, однако и здесь есть некоторые технологические резервы улучшения качества материала. Так, уже получены алмазы с  $\beta_{10,6} = 0,03$  см<sup>-1</sup> [264], и предполагается, что возможно получение алмаза с  $\beta_{10,6} \sim 0,01$  см<sup>-1</sup>.

Поглощение в наиболее совершенных монокристаллах алмаза в области 10,6 мкм составляет 0,033 - 0,036 см<sup>-1</sup> [264, 265]. Этот нижний предел обусловлен длинноволновым «хвостом» полосы двухфононного поглощения в диапазоне 3,75 – 7,5 мкм [264, 265]. Минимальные значения коэффициента поглощения  $\beta_{10,6}$  в лучших образцах ПА компании Element Six, находится в пределах 0,030 – 0,065 см<sup>-1</sup> [264, 265].

Хотя у алмаза большой коэффициент поглощения, но он имеет на 2 порядка большую теплопроводность и в несколько раз меньшие значения КТР и  $dn/dT$ , чем у основного конкурента – селенида цинка. Кроме того, у алмаза гораздо выше механическая прочность, что позволяет делать окна существенно меньшей толщины, и, соответственно, снижать тепловую нагрузку на систему охлаждения.

Алмазное окно, благодаря уникальной оптической стойкости, способно работать при значительно более высоких лучевых нагрузках без разрушения, а малые размеры окна и отличные теплофизические свойства алмаза позволяют заметно снизить влияние термооптических эффектов.

Однако наилучшие результаты будут получены при внедрении в реальную практику изотопически чистых алмазов. Известно [266], что изотопически чистый алмаз имеет теплопроводность на уровне 3000 – 3500 Вт/мК, т.е. в полтора раза выше, чем у лучших природных алмазов.



Рисунок 1.14 - Внешний вид щелевого CO<sub>2</sub> – лазера фирмы Rofin Sinar [267]

Наглядным примером того, как использование ПА может привести к получению прорывных результатов в конкретно взятой области современной техники является положение дел при разработке мощных щелевых CO<sub>2</sub> – лазеров.

Как показано ранее, одним из наиболее слабых узлов мощных CO<sub>2</sub> – лазеров является окно между активной средой и атмосферой. Оценки показывают, что в окне выделяется в виде тепла до  $\sim 0,1 \div 1 \%$  выходной мощности, т.е. при мощности лазера  $10 \div 100$  кВт эта величина может достигать  $10 \div 1000$  Вт.

Особенностью щелевого лазера является малая величина разрядного промежутка (обычно не более 3 мм), что заметно снижает величину рабочего напряжения и позволяет использовать жидкостное охлаждение электродов для поддержания рабочей температуры активной среды. В сверхкомпактных мощных щелевых лазерах, в отличие от широко распространённых в промышленности электроразрядных лазеров с поперечной или продольной прокачкой, отсутствует газовакуумный блок с вакуумным насосом, баллонной рампой и системой прокачки газовой смеси. Это заметно снижает не только массогабаритные размеры, но и энергопотребление [267, 268]. При таком сечении активной среды для получения значительной выходной мощности резко растёт ширина разрядного промежутка, что требует создания и использования специально разработанных резонаторов. Из-за специфической геометрии активной среды хорошее качество излучения таких лазеров может быть получено лишь при компактных размерах

выходного луча. Поэтому для мощных щелевых лазеров традиционные материалы ИК - оптики, не выдерживающие значительные лучевые нагрузки, непригодны, что существенно сдерживало их развитие. В настоящее время ведущие фирмы (например, «TRUMPF», «ROFIN- SINAR» и др.) уже серийно выпускают технологические щелевые  $\text{CO}_2$  – лазеры мощностью 3 – 8 кВт только с охлаждаемым алмазным окном (рисунок 1.14). Размеры излучателя зависят от выходной мощности. В промышленности уже эксплуатируется более 10000 подобных технологических лазеров, и производство их активно развивается [267, 268].

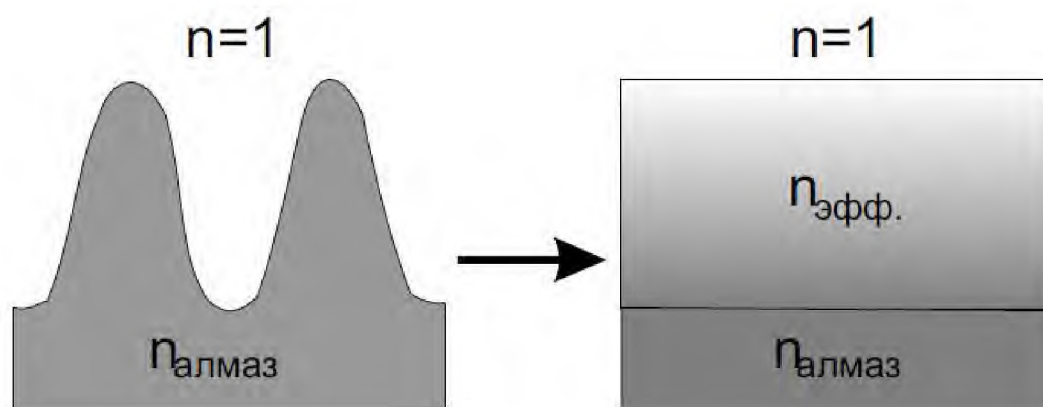


Рисунок 1.15 - Эквивалентная среда для рельефных субволновых решеток на поверхности алмазной пленки

Создание на поверхности ПА периодических рельефных структур с высокой степенью регулярности и периодом меньше длины волны излучения (4 - 4,5 мкм для просветления на длине волны  $\text{CO}_2$  - лазера) позволяет существенно уменьшить потери на отражение (рисунок 1.15) [269]. Этим же методом возможно создание плоских линз из пластин ПА.

В настоящее время активно развиваются мощные излучатели терагерцового и СВЧ диапазонов. Однако существуют весьма значительные проблемы с прозрачными материалами для этих диапазонов. Для применения в сравнительно маломощных источниках обычно используются некоторые полимерные материалы, но в мощных излучателях их применять нельзя. Безальтернативным материалом их окон является ПА. Поскольку данные диапазоны сейчас активно осваиваются, это служит дополнительным стимулом для исследований свойств алмазной силовой оптики. В гиротронах со средней мощностью 1 МВт применяется окно из ПА  $\varnothing$  100 мм и толщиной 1,2 мм, приобретаемое у фирмы «Element Six» по цене ~ 100000 \$/шт. [270, 271]. Окно из ПА  $\varnothing$  40 мм используется в лазере на свободных электронах (средняя мощность 400 Вт;  $\lambda=120 - 240$  мкм) [272].

## 1.3.2 Свойства прозрачных материалов

Таблица 1.3 Оптические свойства ИК материалов

№ п/п	Материал	Область прозрачности (мкм)	Показатель преломления на $\lambda = 10,6$ мкм	$(dn/dT) \times 10^5$ ( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	Коэффициент поглощения ( $\text{см}^{-1}$ )
1	NaCl	0,21÷26	1,49	-3,65	$1,3 \times 10^{-3}$
2	KCl	0,21÷30	1,45	-3,4	$4,83 \times 10^{-4}$
3	KBr	0,23÷40	1,52	-4,0	$5 \times 10^{-5}$ ( $4 \times 10^{-4}$ )
4	KI	0,38÷42	1,62	-5,0	
5	CsBr	0,22÷55	1,66	-6,3	$4,4 \times 10^{-3}$
6	CsI	0,24÷70	1,74	-10,0	$1,3 \times 10^{-3}$
7	AgBr	0,40÷30	1,98	-6,1	0,01
8	TlCl	0,45÷35	2,17		
9	TlBr	0,44÷34	2,20		
10	KRS-5	0,44÷40	2,35		
11	KRS-6	0,50÷40	2,37	-23,5	$5 \times 10^{-3}$
12	BaF <sub>2</sub>	0,21÷34	2,173		
13	AgCl	0,15÷15	1,395	-0,9	0,077
14	Алмаз (C)	0,25÷80	2,39	+0,98	
15	Ge	1,80÷23	4,003	+26,8	0,017
16	GaAs	1,00÷15	3,28	+18,7	$2 \times 10^{-3}$
17	ZnS	0,35÷14,5	2,20	+7,5	
17a	CVD ZnS	1,0 - 14	2,192	4,1	$2,0 \times 10^{-1}$
18	ZnSe	0,50÷20	2,43	4,8	$3 \times 10^{-3}$
19	CdS	0,52÷16	$n_0 = 2,304$ $n_1 = 2,321$		0,03÷0,003
20	ZnTe	0,57÷52	2,7		
21	CdSe	0,71÷25	2,42		$(3 \div 9) \times 10^{-3}$
22	CdTe	0,86÷28	2,67	+11,75	$1,210^{-3}$
23	Иртран-4 (ZnSe)				0,12÷0,14
24	Иртран-6 (CdTe)				0,12÷0,04
25	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	0,6÷12	2,38	-0,86	1,1
26	Ge <sub>28</sub> Sb <sub>12</sub> Se <sub>60</sub>	1,00÷15	2,60	+7,9	$8 \times 10^{-3}$
27	ThF <sub>4</sub>	0,25÷11	1,35		

В таблицах 1.3÷1.5 сконцентрированы интересующие нас данные о свойствах основных оптических ИК материалов. Основанием для включения их в таблицы являлись прозрачность в области 9 - 11 мкм и перспективы, хотя бы отдалённые, их использования в CO<sub>2</sub> - лазерах.

Таблица 1.4 Физико – химические свойства ИК материалов

№ п/п	Материал	Плотность (г/см <sup>3</sup> )	Растворимость (1 г/100 г воды)	Твердость по Кнупу (кг/мм <sup>2</sup> )	Модуль Юнга (10 <sup>11</sup> дин/см <sup>2</sup> )
1	NaCl	2,165	35,7	18,2	4,37
2	KCl	1,984	34,7	9,3	3,82
3	KBr	2,749	53,48	7,0	3,3
4	KI	3,13	127,5	7,0	2,6
5	CsBr	4,44	124,3	19,5	2,6
6	CsI	4,510	85,0		2,2
7	AgBr	5,56	0,000089	9,5	3,29
8	TlCl	6,47	0,000012		
9	TlBr	7,00	0,32	12,8	3,16
10	KRS-5	7,557	0,05	11,9	0,3
11	KRS-6	7,371	0,05	40,2	2,6
12	BaF <sub>2</sub>	7,191	0,32	38,5	3,0
13	AgCl	4,83	0,17		
14	Алмаз (C)	3,51	Не раств.	8820±1380	110
15	Ge	5,32674	Не раств.	780	10,85
16	GaAs	5,307	Не раств.	750	8
17	ZnS	4,102	0,000065	178±27	5
17a	CVD ZnS	4,09		250	74,5 ГПА
18	ZnSe	5,42	< 0,0001	150	
19	CdS	5,72		90	
20	ZnTe	4,82	0,00013	121 ⊥ оси C 73    оси C	4,6
21	CdSe	5,81	Не раств.	130	
22	CdTe	5,8511	Не раств.	45	2,3
23	Иртран-4 (ZnSe)	5,27	Не раств.	150	
24	Иртран-6 (CdTe)	5,85	Не раств.	45	
25	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	3,20	0,000052	109	1,62
26	Ge <sub>28</sub> Sb <sub>12</sub> Se <sub>60</sub>	4,67	Не раств.	150	

В таблице 1.3 представлены сведения об оптических свойствах материалов. Это: область прозрачности материала, показатель преломления и коэффициент поглощения на длине волны 10,6 мкм, температурный коэффициент показателя преломления - dn/dT.



В таблице 1.4 собраны сведения об основных физико-химических свойствах: плотности, растворимости в воде, твёрдости по Кнупу, модуле Юнга.

Таблица 1.5 Теплофизические свойства ИК материалов

№ п/п	Материал	Коэффициент линейного расширения ( $10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}$ )	Удельная теплоёмкость ( $\text{Дж}/\text{см}^3 \times ^\circ\text{C}$ )	Теплопроводность ( $\text{Вт}/\text{м} \times ^\circ\text{C}$ )	Габариты (мм)
1	NaCl	38,95	1,845	6,5	Ø300×250
2	KCl	37,4	1,347	6,5	Ø300×250
3	KBr	37,6	1,197	4,8	Ø250×200
4	KI	40,6		3,1	Ø200×120
5	CsBr	47,0	1,171	0,96	Ø250×120
6	CsI	48,6	0,9094	1,13	Ø250×120
7	AgBr	30,0	1,984	1,15	Ø75×140
8	TlCl	34,9			
9	TlBr	54,57			
10	KRS-5	51,2			
11	KRS-6	58,0	1,27	0,54	Ø250×200
12	BaF <sub>2</sub>	49,0			
13	AgCl	18,4		11,7	Ø300
14	Алмаз (C)	1,1	1,561	2000	
15	Ge	5,75	1,652	59	Ø205×16
16	GaAs	5,74	1,420	54	Ø30×100
17	ZnS	6,7		26	
17a	CVD ZnS	6.6	0.469 298 К, Дж/(г × К)	16.7 (298 К , Дж/( К·м·с	Ø150
18	ZnSe	7,0	2,646	13	420×600 листы поликр.
19	CdS			18	
20	ZnTe	3,5    оси C 5,0 ⊥оси C		20    оси C	Ø60×120
21	CdSe			4,3	Ø60×120
22	CdTe	4,5	1,224	7,5	
23	Иртран-4 (ZnSe)	7,4			Ø620×150
24	Иртран-6 (CdTe)	5,3			
25	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	23,7		0,16	
26	Ge <sub>28</sub> Sb <sub>12</sub> Se <sub>60</sub>	16,0	1,25	0,3	

В таблице 1.5 представлены данные о теплофизических свойствах материалов: температуре плавления, удельной теплоёмкости, теплопроводности и коэффициенте линейного расширения.

Данные, приведённые в таблицах (1.3 – 1.5), взяты из справочников и монографий [21, 98-101, 193, 194, 248, 273-277] и обзоров [26-36, 41, 56, 59, 231, 232, 278], а также и оригинальной литературы [A28, 42, 82, 83, 97, 198, 228, 279-285]. Выбор параметров материала определялся условиями его эксплуатации в лазерных системах.

#### 1.4 Оптические свойства металлических зеркал для CO<sub>2</sub> – лазеров

В отличие от прозрачных диэлектриков металл имеет комплексный показатель преломления. В металле световая волна затухает из-за интенсивного излучения электронами вторичных (отражённых) волн. Поглощается, с переходом в тепло, сравнительно малая доля излучения [19, 286], большая часть отражается. Поэтому металлические покрытия часто применяются в оптической практике. Особенно широко они применяются в ИК - оптике. Это связано с низкой оптической и механической прочностью многослойных интерференционных покрытий в среднем и дальнем ИК – диапазонах. Используемые в них материалы имеют существенно худшие физико-химические свойства по сравнению с материалами для видимой и ближней ИК – областей. Кроме того, плёнки для этого диапазона существенно толще.

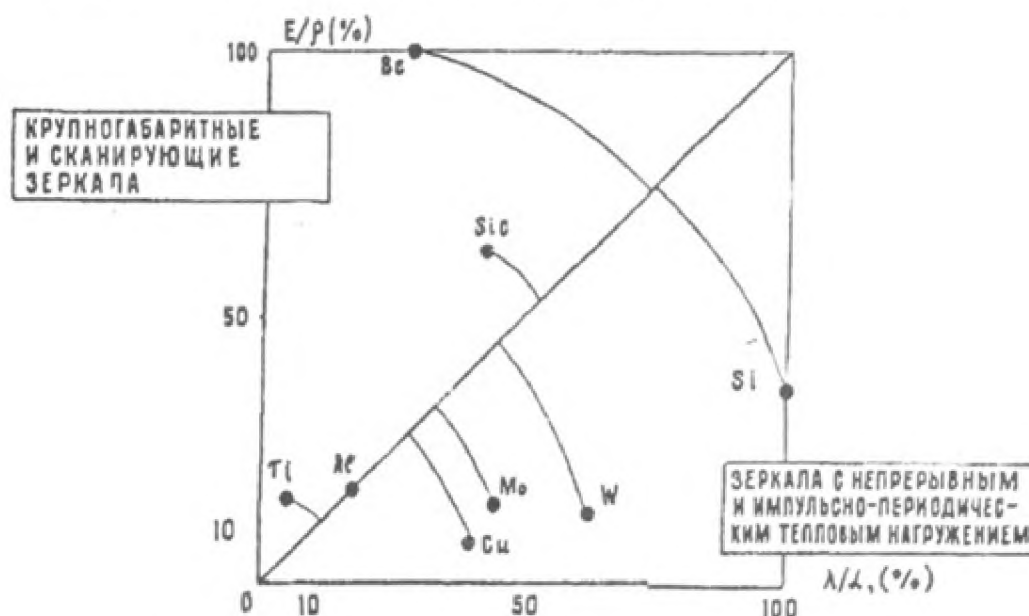


Рисунок 1.16 - Сопоставление перспективных материалов для подложек силовых лазерных зеркал в зависимости от их механических и тепловых свойств [107]

В работе [107] приведены данные о результатах цикла многолетних работ по созданию силовой (преимущественно зеркальной) лазерной оптики. До начала работы традиционные оптические элементы (окна; зеркала, нанесенные на стеклянные подложки) не выдерживали воздействия интенсивного оптического излучения.

Зеркальные покрытия отслаивались. Часть излучения, поглощенная в покрытиях в виде тепла, приводила к искажениям формы отражающей поверхности зеркал выше допустимых пределов и разъюстировке резонаторов.

Были сформулированы требования к оптическим материалам для изготовления силовых зеркал и проанализированы свойства известных материалов (рисунок 1.16). На этой схеме показаны перспективы материалов в зависимости от относительных значений их механических и теплофизических свойств. Ось ординат – отношение модуля Юнга к плотности, называемое удельной жёсткостью; ось абсцисс – % соотношения теплопроводности и коэффициента линейного расширения; за 100% принята величина  $E/\rho$  бериллия.

Обычно в ИК - оптике используют отражающие металлические покрытия толщиной до 2000 – 3000 Å, нанесённые на полированную поверхность из стекла, кварца или ситалла. Однако вследствие сравнительно низкой теплопроводности подложки для работы с мощным лазерным излучением такие зеркала не пригодны. Для мощных технологических непрерывных  $\text{CO}_2$  – лазеров разработаны высокоотражающие металлодиэлектрические покрытия с коэффициентом отражения  $R \geq 99,5\%$  наносимые, обычно на подложки из кремния [286, 287]. Например, по данным ЗАО «Тидекс» [288], выпускаемые ими металлодиэлектрические зеркала способны работать при плотности мощности непрерывного излучения  $1 \text{ кВт/см}^2$ . В импульсном режиме они выдерживают до  $1 \text{ Дж/см}^2$ .

Однако для применения в мощных импульсных ИК - лазерах этого недостаточно, и поэтому обычно используются цельнометаллические зеркала, поверхность которых иногда покрывается тонким однослойным влагозащитным покрытием [247]. Однако и эти покрытия могут снижать оптическую стойкость. В качестве примера приведём данные работ [289, 290]. Было исследовано взаимодействие интенсивного лазерного излучения с медными зеркалами, на которые наносились защитные алмазоподобные покрытия  $\alpha - \text{C:H}$ . Показано, что коэффициент отражения зеркал после нанесения покрытия не ухудшается, а порог возникновения оптического пробоя при воздействии излучения импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера сложным образом зависит от технологии нанесения и условий хранения.

В случае применения зеркал в частотно-импульсных лазерах их делают охлаждаемыми [107].

В области 10 мкм высокий коэффициент отражения  $R \geq 97\%$  у следующих металлов: алюминий, медь, серебро, золото, молибден и бериллий (рисунки 1.17 – 1.20).

Серебро и золото, как драгоценные металлы, используются только для нанесения покрытий, причём серебро, ввиду слабой коррозионной стойкости, может быть использовано только с защитными покрытиями. Алюминиевые покрытия используются очень широко, так как они активно применяются и в других областях спектра, например, в УФ - области. Однако этот металл сложен в обработке, и поэтому цельнометаллические зеркала высокого качества из него делают редко.

В таблице 1.6 приведены основные свойства металлов, наиболее перспективных для изготовления зеркал мощных  $\text{CO}_2$  – лазеров.

Таблица 1.6 Основные свойства металлов для изготовления зеркал мощных  $\text{CO}_2$  – лазеров.

Матер.	R,%, (10 мкм)	Тпл, К	Р	$\alpha$ ,	Уд.теплоёмк.,	Теплопров.	Н <sub>Б</sub>	Е	$\sigma_T$
Al	98	933,5	2,699	23,4	5,82	221,5 (295К)	18,4	6,85	5,63- 6,44
Be	98,5 [291]	1560	1,844	13,9	3,93	179 (373К)			
Au	98	1337, 6	19,299	14,43	6,07	310 (273-373 К)	18,9	8,06	
Ag	99	1235	10,499	18,8	6,06	432,5 (300К)	20,6	2,59	
Mo	98 [230]	2890	10,218	5,0	5,98	138 (300К)	134	30900	29,4
Cu	98,5	1357	8,933	16,61	5,84	401,2 (300К)	52	11,2	6,85
Si	28	1688	2,332	2,56	4,79	152 (300К)			

$\alpha$ , - коэффициент линейного расширения ( $\times 10^6 \text{град.}^{-1}$ );

Удельная теплоёмкость, - Кал/(моль $\times$ град.)

Теплопроводность Вт/(м $\times$ К), в скобках указана температура

Н<sub>Б</sub> – твёрдость по Бринеллю ( $\times 10^7 \text{Н/м}^2$ );

Е – модуль Юнга ( $\times 10^{10} \text{Н/м}^2$ );

Р – плотность, г/см<sup>3</sup>;

$\sigma_T$  – предел текучести ( $\times 10^7 \text{Н/м}^2$ ).

Данные по механическим свойствам взяты из справочника [273], остальные, за исключением отдельно оговоренных, из справочника [292].

Для изготовления облегчённых высококачественных зеркал, применяемых в космических аппаратах или иных ответственных приборах, иногда используют

бериллий. К сожалению, этот прекрасный материал обладает существенным недостатком. Он очень токсичен, поэтому для его получения и обработки требуются специальные условия, что резко ограничивает применимость [293].

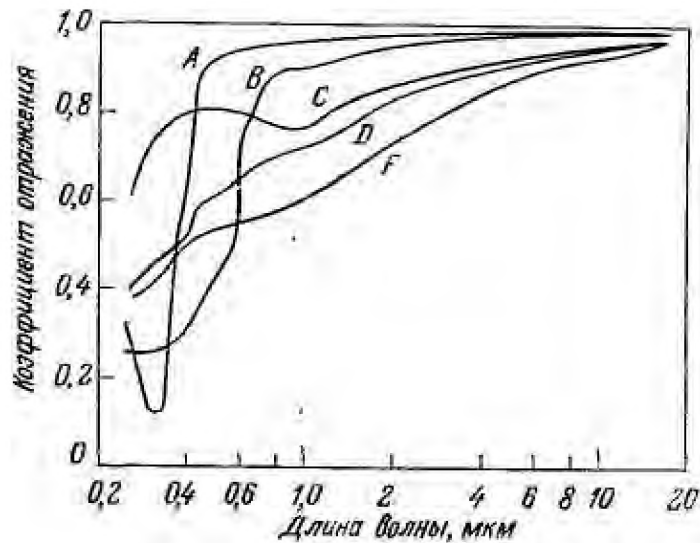


Рисунок 1.17 - Коэффициент отражения различных металлов как функция длины волны. А - полированное серебро; В - медь; С - алюминий; D - никель; F - углеродистая сталь [293]

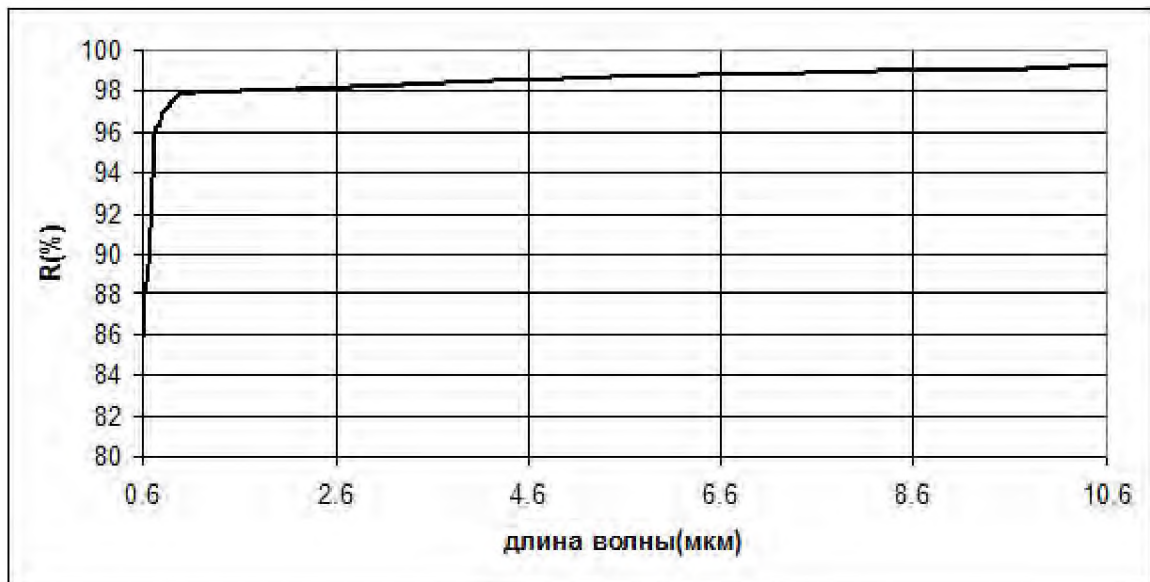


Рисунок 1.18 - Спектр отражения серебряного покрытия с защитой на подложке из стекла К-8. Покрытие выдерживает протирку ватным тампоном, смоченном в ацетоне. Отражение измерено при угле падения 41 градус [294]

Тем не менее [291, 295-297], одним из основных направлений применения бериллия в настоящее время остается металлооптика, причём преимущественно космическая. Применение бериллия в ряде случаев позволяет существенно повысить

характеристики оптических зеркал по сравнению с изделиями из традиционных оптических материалов, таких как ситалл, плавленый кварц, стекло К-8. Отношение прочности к плотности у бериллия значительно выше, чем у авиационных сталей и сплавов на основе титана и алюминия.

Для оценки стабильности формы оптических изделий во время эксплуатации механические свойства материалов применяют показатель удельной жесткости. Среди известных конструкционных материалов бериллий обладает наименьшей плотностью ( $\rho$ ) и максимальным модулем упругости ( $E$ ), следовательно, он имеет рекордное значение удельной жесткости ( $E/\rho$ ). По удельной жесткости бериллий превосходит другие легкие металлы в 5 - 6 и более раз. Высокая удельная жесткость в сочетании с хорошей удельной прочностью позволяет снизить массу конструкции при повышении ее прочности и жесткости. При одинаковой деформации формы оптической поверхности зеркал под действием силы тяжести (одинаковой жесткости) зеркала из традиционных оптических материалов и других металлов будут тяжелее бериллиевых в два и более раз.

Весьма перспективными изделиями из бериллия являются сканирующие зеркала для аппаратуры, работающей в ИК - области спектра. Одна из основных технических проблем - получение качественной оптической поверхности на бериллии. В некоторых случаях для улучшения качества поверхности бериллия на нем создают конструкционное стеклянное покрытие толщиной несколько мм, на которое после оптической обработки наносится отражающее покрытие. Такие зеркала применяют при создании информационных систем.

В работах [291, 297] сообщается, что разработана технология получения конструкционных стеклянных покрытий на изделиях диаметром до 1000 мм, не содержащих дефектов в виде трещин и газовых пузырей, способных подвергаться оптической обработке шлифованием и полированием и сохраняющих свою целостность при заданных воздействиях динамических нагрузок и перепадов температур.

Кроме использования бериллиевых зеркал для работы в диапазоне коротких длин волн ( $\lambda \leq 300 \dots 760$  нм) весьма перспективным является их применение в инфракрасном диапазоне ( $\lambda = 2,0 \dots 12,0$  мкм) в приборах для дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) из космоса, а также в силовой лазерной оптике. Оптические элементы ИК - систем ДЗЗ могут использоваться в условиях глубокого космического холода (190...240 К), а у силовых зеркал нагрузка может достигать  $100 \text{ кВт/см}^2$  [291, 295-297].

Максимально полная реализация рекордно высоких весо-жесткостных свойств бериллия при создании оптических зеркал предполагает наличие заготовок материала необходимого качества. Бериллий - элемент с малым межатомным расстоянием. Введение легирующей примеси создает сильные искажения кристаллической решетки, поскольку остальные металлы имеют гораздо большие размеры атомов, чем бериллий, а это ухудшает качество материала. Поэтому улучшение свойств бериллия может происходить не за счет легирования, а за счет чистоты.

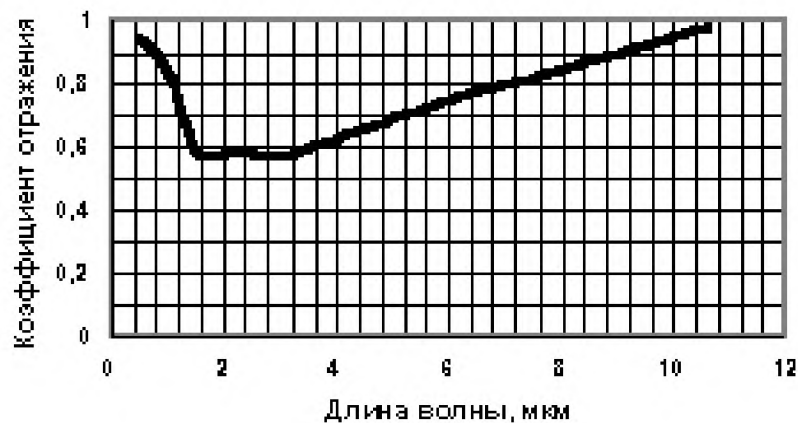


Рисунок 1.19 - Спектр отражения молибдена [230]

Молибден - прекрасный материал для зеркал  $\text{CO}_2$  – лазеров (рисунок 1.19). Он наиболее долговечен по сравнению с кремнием и медью, и может быть рекомендован для промышленного применения, когда грязь и пыль могут вызвать острые проблемы с другими типами зеркал. Молибден характеризуется высокой отражательной способностью, низким тепловым расширением и высокой твердостью. Отражательная способность зеркал из молибдена без покрытия на длине волны 10,6 мкм  $>98\%$ , так что эти зеркала применяют как с отражающим покрытием, так и без него. Молибденовые зеркала без покрытия представляют интерес в оптических системах, где отражательная способность не является первостепенной, но где важна долговечность. Поверхность молибденового зеркала без отражающего покрытия довольно долговечна и выдерживает менее квалифицированную и более грубую очистку, чем серебряное отражающее покрытие, имеющее защиту [230].

Однако наиболее широко в мощных импульсных и частотно-импульсных  $\text{CO}_2$  – лазерах применяются зеркала из меди или её сплавов. Небольшие добавки в медь



бериллия, циркония или хрома практически не влияют на оптические свойства, но заметно повышают механические [107, 298].

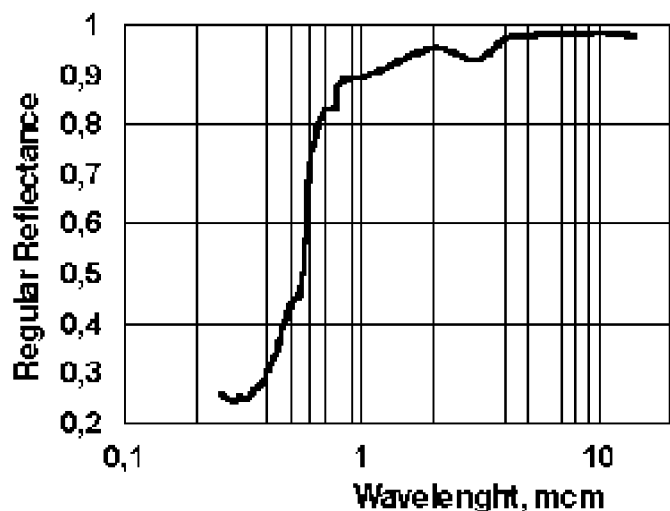


Рисунок 1.20 – Спектр отражения бескислородной меди в ИК - области [230]

Для изготовления лазерных зеркал, работающих в ИК - диапазоне, в том числе и охлаждаемых для высокомоощных лазерных систем, необходимо использовать либо бескислородную медь высокого качества (рисунок 1.20), либо вышеупомянутые сплавы на её основе. В бескислородной меди марки МОБ содержится 99,97 % чистой меди, максимальное количество кислорода не превышает 0,001%. Медь характеризуется очень высокой теплопроводностью, что гарантирует максимальное качество лазерного излучения при предельных нагрузках. Для применения в маломощных лазерах не рекомендуется использовать медные зеркала, так как технология их полировки трудоёмка и, следовательно, они не дешевы. При эксплуатации медных зеркал необходимо учитывать, что это очень мягкий, пластичный материал, который легко затирается. При чистке рабочей поверхности этих зеркал должна соблюдаться максимальная осторожность, даже в том случае, когда они имеют защитное покрытие [230]. Для улучшения коррозионной стойкости на поверхность медного зеркала иногда наносят золотое покрытие.

Таким образом, перед началом работы, была поставлена задача - выявить предельно достижимые лучевые нагрузки на резонаторные зеркала мощных импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров и исследовать условия их длительной эксплуатации при таких лучевых нагрузках.

## Выводы

Вышеприведённый анализ сведений о  $\text{CO}_2$ -лазерах, условиях работы их резонаторной и проходной оптики и свойствах оптических материалов для области 10 мкм позволил перед началом работы сделать некоторые обобщения.

1. Предельное значение мощности излучения, которое выдерживают оптические элементы, ниже возможно достижимой выходной мощности  $\text{CO}_2$ -лазеров.

2. Требования к оптике экстремальны буквально по всем свойствам материалов, весьма далёких от идеала, и это вынуждает идти на компромиссы и оптимизировать подбор материала в зависимости от конкретного применения в лазере.

3. Оптимизация оптической схемы конкретного мощного лазерного комплекса требует глубоких знаний свойств используемых материалов, возможностей улучшения технологии их получения и обработки, а также реакций на лучевые воздействия. В нужном объёме эти сведения на момент начала данной работы отсутствовали.

4. Слабо были изучены механизмы повреждения реальных оптических элементов излучением в присутствии плазмы низкопорогового оптического пробоя воздуха.

5. Не достаточно данных о характере прохождения излучения через прозрачную оптику и отражения металлических зеркал в присутствии низкопорогового оптического пробоя воздуха вблизи поверхности.

6. Недостаточно исследовано влияние поверхностных и объёмных дефектов структуры реального кристалла на его оптическую стойкость.

7. Недостаточно изучен процесс оптической усталости реальных лазерных зеркал и окон, то есть накопления повреждений при многократном воздействии излучением, плотность мощности которого несколько ниже пороговой.

8. Не были исследованы возможности восстановления оптических элементов мощных лазеров после длительной эксплуатации.

## ГЛАВА 2 СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Основные оптические свойства большинства монокристаллов, исследовавшихся в настоящей работе, в основном хорошо изучены [101, 193]. Новые результаты по оптическим характеристикам (прежде всего, спектральное пропускание и отражение), полученные при проведении данного исследования, приведены ниже; результаты этих экспериментов опубликованы в работах [A9, A18, A22, A23, A28, A41, A43].

## 2.1 Методика измерений

Измерения спектров пропускания образцов проводились на двухлучевом ИК - спектрофотометре «Perkin-Elmer - 580» («P-E-580») при температуре 297 К, а в области  $T = 315 \div 475$  К спектры пропускания и отражения измерялись на двухлучевом ИК-спектрофотометре «Hitachi - 225» («H-225») с приставкой для измерений зеркального отражения IRR-3. Рабочая температура образца внутри прибора  $\sim 40$  °С. Погрешность в измерении коэффициента пропускания  $t$  на «Perkin-Elmer - 580» составляла 0,25 %, а на «Hitachi - 225» - 0,5 %. Погрешность измерения величины частоты излучения  $\nu$  была  $\sim 1$  см<sup>-1</sup>.

Расчет коэффициента поглощения  $\beta$  для образца толщиной  $d$  с учетом многократных отражений проводился по формуле (2.1), полученной в работе [299]

$$T = \frac{(1 - r)^2 \exp(-\beta d)}{1 - r^2 \exp(-2\beta d)}, \quad (2.1)$$

где  $r = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$ ,  $n$  - показатель преломления материала.

Отсюда следует, что

$$\beta = -\frac{1}{d} \ln \left\{ \sqrt{\frac{1}{r^2} + \left( \frac{(1 - r)^2}{2Tr^2} \right)^2} - \frac{(1 - r)^2}{2Tr^2} \right\}, \quad (2.2)$$

При расчётах использовались данные по величине показателя преломления  $n$  из справочника [193].

Минимальная погрешность определения коэффициента поглощения  $\beta$  спектрофотометрическим методом достигается при выполнении условия (2.3) [299]. Отклонение величины  $\beta d$  от параметров (2.3) приводит к резкому росту погрешности измерений

$$0,17 < \beta d < 2,6. \quad (2.3)$$

Для материалов со значительным коэффициентом поглощения, таких как монокристаллический фторид лития LiF и оптическая керамика фторида магния КО-1,  $\beta_{10,6}$  составляет величину порядка десятков см<sup>-1</sup>. Условие (2.3) выполняется при толщине

образца  $d \sim 0,01$  см, поэтому часть образцов из LiF и КО-1, была изготовлена в виде оптически обработанных «тонких» пластин толщиной  $\sim 0,01$  см. Другие образцы, как правило, изготавливались толщиной 2 - 3 мм, измеряемой микрометром. Спектрофотометрирование «тонких» образцов сопровождалось появлением на спектральной кривой пропускания интерференционных максимумов. Это позволило определять толщину «тонких» образцов бесконтактным методом, по интерференционным максимумам в спектре, с помощью формулы (2.4)

$$d = \frac{N}{2(v_1 n_1 - v_2 n_2)}, \quad (2.4)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  - показатели преломления материала для волновых чисел  $v_1$  и  $v_2$  соответственно,  $N$  - число интерференционных максимумов. Точность определения толщины образцов  $d$  этим способом оказалась не хуже 1 мкм. Полученные данные контролировались измерениями на микроскопе МИК-4.

При анализе свойств германия исследовались образцы монокристаллов Ge n – типа с удельным сопротивлением  $\rho = 0,03 \div 50$  Ом $\times$ см и плотностью дислокаций  $10^3 \div 10^4$  см $^{-2}$ . Кристаллы толщиной 6  $\div$  18 мм полировались по специально разработанной технологии химико-механической оптической обработки, описанной в разделе 4.1.2 [А45]. Потери на поглощение регистрировались путём исследования спектров пропускания. Так как в работе использовались кристаллы высокого качества, то потери на рассеяние в этом случае мы не учитывали. При проведении этих измерений было обнаружено, что клиновидность образцов оказывает значительное влияние на величину измеренного пропускания образца. Так, например, при спектрофотометрировании образца с клиновидностью 30 минут, величина измеряемого коэффициента пропускания могла изменяться на величину до 2 % при повороте образца на 90° вокруг оптической оси. Поэтому все экспериментальные образцы изготавливались с клиновидностью до 5”.

## 2.2 Исследование фильтров - ослабителей излучения

Первоначально, в экспериментах по воздействию излучения  $\text{CO}_2$  - лазера в качестве фильтров - ослабителей излучения применялись полированные пластины из монокристаллов германия, КРС-5 и хлорида натрия. Ослабление прошедшего излучения в них осуществлялось, главным образом, за счёт френелевского отражения. Если эти фильтры располагались перпендикулярно оптической оси, то отражённое от них излучение попадало в кювету лазера и влияло на мощность и распределение выходного излучения. Поэтому фильтры располагались под углом к оси, что вызывало некоторое отклонение луча на мишени. Это не сказывалось на точности результатов измерения порогов оптического пробоя, так как размеры образцов позволяли подобное отклонение.

При исследовании нелинейного пропускания лазерного излучения луч, прошедший через образец, должен быть более точно сфокусирован, так как далее он фокусируется на приёмную площадку фотоприёмника, размеры которой лишь ненамного превышают сечение луча в этой области. Поэтому были проведены поиски подходящего ослабителя, обладающего достаточно высокой оптической стойкостью (плотность мощности излучения  $W_{\text{рп}} \approx 10^7 \text{ Вт/см}^2$ ), линейностью в используемом диапазоне и не отклоняющего заметно лазерный луч.

После анализа литературных данных были выбраны следующие частично поглощающие материалы: плёнки майлара, полиэтилена, фторопласта, тонкие пластинки монокристаллического кремния р - типа, монокристаллов фторидов лития и кальция  $\text{LiF}$ ,  $\text{CaF}_2$ , а также поликристаллической оптической керамики фторида магния КО-1. Пластинки кремния р – типа были нами отбракованы довольно быстро, так как они обладают значительным коэффициентом френелевского отражения (28% от одной грани), а при исследовании поглощения фторидов кальция, магния, лития в области 8 – 12 мкм были получены интересные результаты, излагаемые ниже. Фториды лития, кальция и магния обладают в этом диапазоне невысоким показателем преломления, но значительным коэффициентом поглощения, поэтому их свойства были исследованы нами более тщательно.

Монокристаллы фторидов лития - LiF и кальция - CaF<sub>2</sub>, а также поликристаллы фторида магния MgF<sub>2</sub> (оптическая керамика КО-1), обладают заметным фундаментальным поглощением в диапазоне 10 мкм. Однако в данных, приведённых в литературе, наблюдался значительный разброс значений коэффициента поглощения  $\beta$  на длине волны 10,6 мкм для этих материалов. Поэтому было принято решение экспериментально уточнить эту величину.

В данном разделе работы приведены полученные нами результаты исследования фундаментального поглощения фторидов кальция, магния, лития в области 8 – 12 мкм.

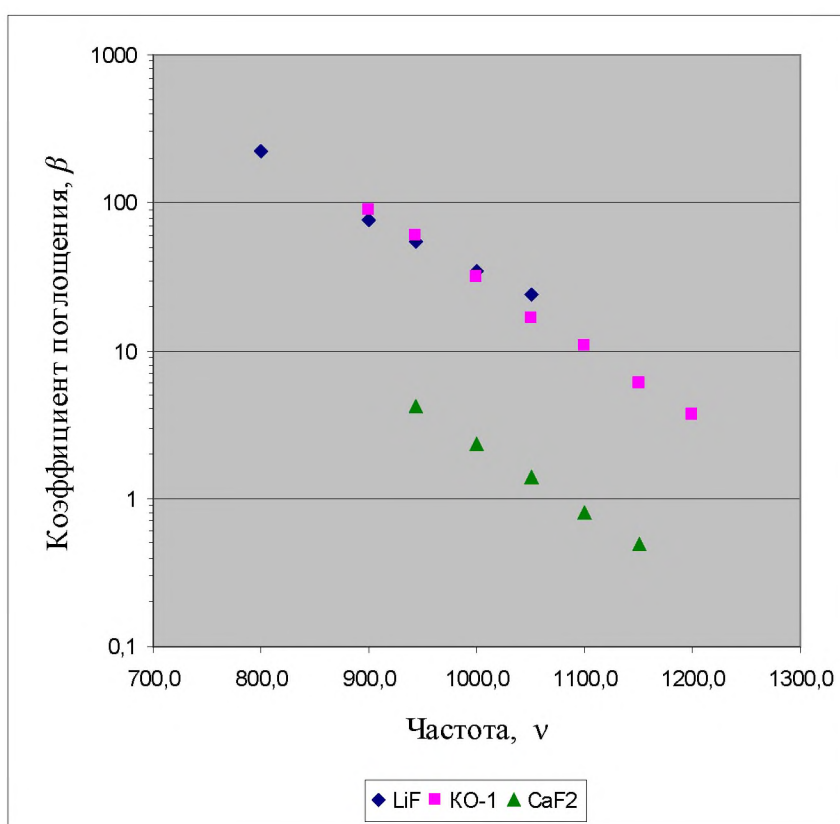


Рисунок 2.1 - Зависимость  $\beta = f(\nu)$  для CaF<sub>2</sub>, LiF и КО-1

На рисунке 2.1 приведены частотные зависимости коэффициентов поглощения для CaF<sub>2</sub>, LiF и КО-1 в диапазоне 8 – 12 мкм, а в таблице 2.1 значения  $\beta_{10,6}$ , измеренные нами, и сопоставленные с известными литературными данными.

Важнейшим параметром исследованных материалов является коэффициент поглощения  $\beta$  и, в частности,  $\beta_{10,6}$ . Полученные нами значения  $\beta$  были сопоставлены с литературными данными. Видно, что для монокристалла LiF полученное в нашей работе

значение  $\beta_{10,6} = 54 \text{ см}^{-1}$ . Эта величина согласуется с наиболее достоверными данными, приведёнными в работе [58]. Для оптической керамики из фторида магния КО-1 полученное нами значение коэффициента поглощения  $\beta_{10,6} = 59 \text{ см}^{-1}$  значительно выше данных, приведённых в работах [101] ( $\beta_{10,6} = 8 - 10 \text{ см}^{-1}$ ) и [300] ( $\beta_{10,6} = 25 - 30 \text{ см}^{-1}$ ).

Таблица 2.1 Коэффициенты поглощения LiF, CaF<sub>2</sub>, MgF<sub>2</sub> (КО-1) на  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$

Материал	Коэффициент поглощения $\beta_{10,6} (\text{см}^{-1})$	
	Наши данные	Литер. данные
LiF	54	54 [58]
CaF <sub>2</sub>	4,1	3,3 [301]
MgF <sub>2</sub> (КО-1)	59	8-10 [101] 25-30 [300]

Как известно, наличие фундаментальной полосы поглощения в ИК - области спектра диэлектриков обусловлено фотон-фононным взаимодействием. Многофононное поглощение ближайшей фундаментальной полосы поглощения определяет длинноволновую границу области прозрачности ряда чистых оптических материалов. В ионных кристаллах на коротковолновом краю фундаментальной полосы поглощения оно описывается эмпирическим правилом Урбаха

$$\beta = A \exp\left(-\frac{B\nu}{\nu_0}\right), \quad (2.5)$$

где  $\nu_0$  - частота однофононного резонанса, А и В - константы материала.

Полученное экспериментально значение коэффициента поглощения для фторида лития LiF  $\beta_{10,6} = 54 \text{ см}^{-1}$ , как и вся частотная зависимость  $\beta$ , хорошо согласуется с уравнением (2.5). Полученная нами зависимость коэффициента поглощения  $\beta(\nu)$  поликристалла MgF<sub>2</sub> (КО-1) также подчиняется правилу Урбаха (2.5). Сравним частотную зависимость  $\beta(\nu)$  для фторида магния (КО-1), приведённую в работах [101, 300], с теоретической. Видно, что согласие с формулой (2.5) присутствует лишь в области 6-8 мкм. При увеличении длины волны свыше 8 мкм наблюдается насыщение величины  $\beta$ , не подтвержденное в наших измерениях. Напрашивается предположение,



что замеренное в работах [101, 300] отклонение хода кривой  $\beta(\nu)$  от рассчитанного по зависимости Урбаха связано с использованием для измерений слишком толстых образцов  $\text{MgF}_2$  (КО-1) ( $d \geq 1$  мм). В этом случае погрешность определения  $\beta$ , как показано выше, возрастает, особенно в длинноволновой части полосы поглощения в ИК - области [299].

Поэтому мы пришли к выводу, что при  $\lambda > 8$  мкм в работах [101, 300] фактически наблюдали так называемое псевдонасыщение  $\beta$ , вызванное значительной погрешностью измерений вследствие использования «толстых» образцов ( $d \geq 1$  мм) [299].

С другой стороны, следует иметь в виду, что уменьшение толщины исследуемых образцов ведет к некоторому увеличению вклада приповерхностного слоя в значение измеряемого поглощения. В приповерхностном тонком слое имеет место искажение кристаллической структуры материала при оптической обработке, следствием чего является локальное повышение величины  $\beta$  по сравнению с объемным значением. Рост относительного вклада поглощения в приповерхностном слое может привести к некоторому завышению рассчитанных значений  $\beta$ , полученных нами при обработке данных спектрофотометрии «тонких» образцов, по сравнению с их объемными значениями.

Из полученных в этом разделе данных следует, что не только в монокристаллах  $\text{LiF}$  и  $\text{CaF}_2$ , но и в поликристаллах  $\text{MgF}_2$  (КО-1) экспериментально измеренное значение  $\beta(\nu)$  в диапазоне 8 – 12 мкм подчиняется теоретической зависимости – правилу Урбаха. Это позволяет с довольно высокой точностью рассчитывать величину  $\beta$  на коротковолновом краю фундаментальной полосы поглощения путём экстраполяции уже известных зависимостей  $\beta(\nu)$  не только для монокристаллов, но и для широко применяемой в промышленности оптической керамики  $\text{MgF}_2$  (КО - 1).

Полученные в этом разделе экспериментальные данные позволяют рекомендовать не только монокристаллы  $\text{LiF}$ ,  $\text{CaF}_2$  и сравнительно дешёвую оптическую керамику (КО - 1) из поликристаллов  $\text{MgF}_2$  для изготовления калиброванных ослабителей для оптических измерений в спектральном диапазоне 8 – 12 мкм.

Однако изготовление тонких пластинок из  $\text{LiF}$  и  $\text{MgF}_2$  необходимой толщины для измерений в области 10,6 мкм оказалось сложным и дорогим мероприятием, так как они очень легко выходили из строя от малейшей механической нагрузки. Пластины  $\text{CaF}_2$  вследствие заметной толщины отклоняли лазерный луч. Поэтому для практического использования в данной работе были выбраны ослабители из плёночных материалов.

Среди исследовавшихся плёночных органических материалов наилучшими ослабителями для практического использования в нашем эксперименте оказались плёнки фторопласта толщиной 80 мкм. В таблице 2.2 приведены коэффициенты пропускания использовавшихся нами фторопластовых фильтров. Величина их пропускания предварительно калибровалась с помощью спектрофотометра «Hitachi-225» и дополнительно проверялась непосредственно в оптической схеме по показаниям калориметров ТПИ 2-5, размещавшихся для этого в обоих каналах вместо фотоприёмников.

Таблица 2.2 Пропускание использовавшихся фторопластовых ослабителей

К-во фильтров	1	2	3	4	5
К-т пропускания	0,53	0,33	0,18	0,11	0,07

### 2.3 Поглощение ИК - излучения в монокристаллах германия

В этом разделе сообщается о результатах исследования поглощения ИК - излучения в монокристаллах германия n-типа, использовавшихся в данной работе, в зависимости от величины удельного сопротивления, температуры и длины волны в области  $2,5 \div 25$  мкм. При обработке этих данных получены частотные зависимости коэффициента поглощения в области максимальной прозрачности  $2,5 \div 11$  мкм, его температурно-частотных зависимостей, а также влияния удельного сопротивления  $\rho$  на величину коэффициента поглощения -  $\beta$ .

Цель данного исследования состояла в установлении взаимосвязи между электрофизическими и оптическими параметрами монокристаллического германия с минимальным значением -  $\beta$ . Полученные экспериментальные данные позволили проводить тестирование и отбор кристаллов германия для оптических применений, ориентируясь на измерения электрофизических параметров, так как методики этих измерений были до тонкостей отработаны на предприятиях – производителях германия. На основе этих, полученных нами, результатов, данные методики были включены в ТУ на монокристаллы германия для оптики марок ГМО и КГО [302, 303].

Поглощение ИК - излучения в германии изучалось многими авторами, например [98], однако, исследования проводились, в основном, в области фундаментального поглощения либо на легированных образцах. В области  $10,6$  мкм измерения поглощения проводились калориметрическим методом с использованием лазерного источника излучения [36,80,81].

После появления нашей публикации [A28] исследования оптических характеристик германия было продолжено многими авторами и коллективами [304]. Особенно хотелось бы отметить цикл многолетних работ, посвящённых созданию технологий получения монокристаллов германия для ИК оптики, в том числе крупногабаритных монокристаллов [202-223] (исследования в Тверском государственном университете под руководством профессоров Ю.М. Смирнова и И.А. Каплунова).

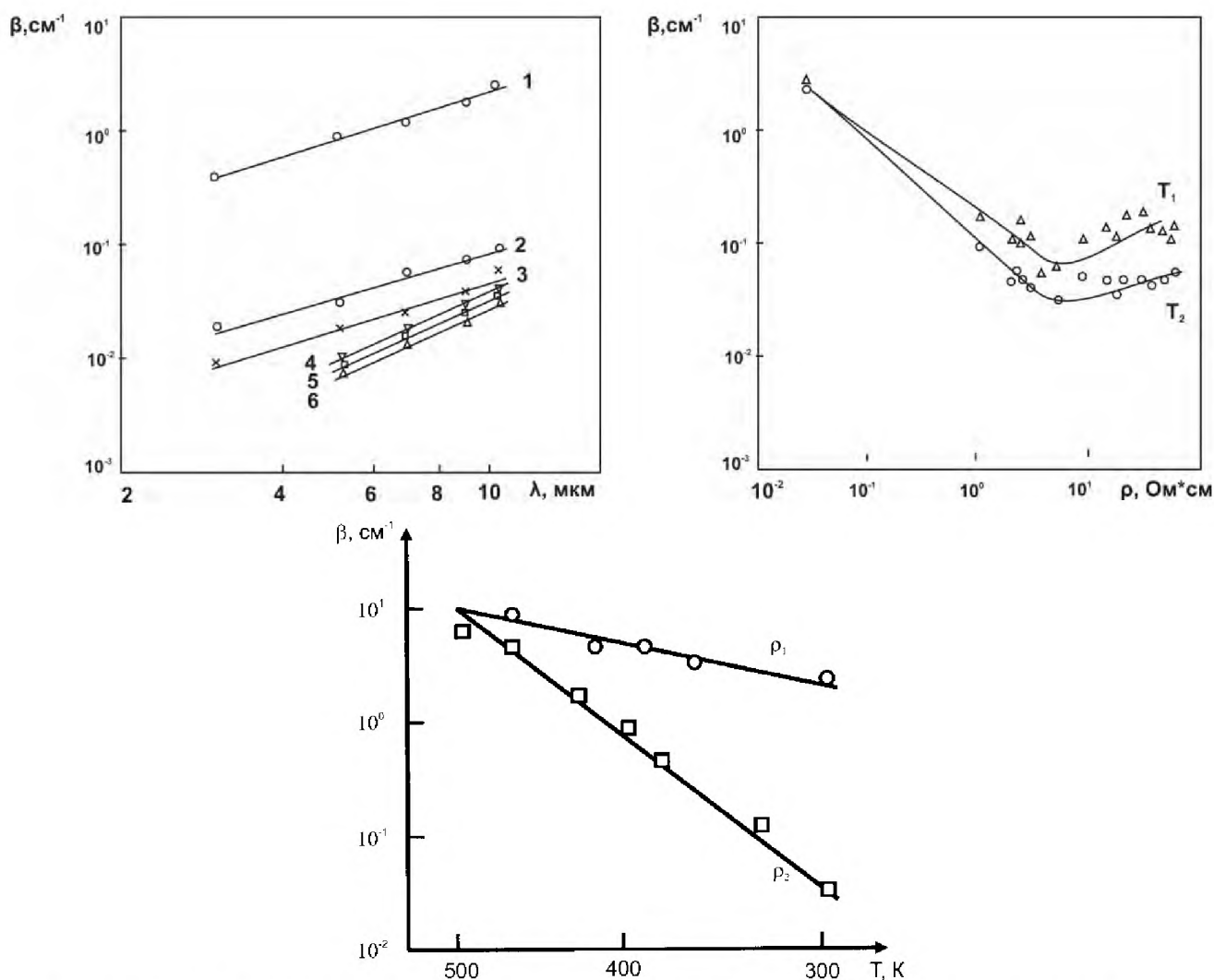


Рисунок 2.2 - Зависимость коэффициента поглощения германия n- типа в области максимальной прозрачности:

а) от длины волны  $\lambda$  (мкм): 1.  $\rho = 0,03$  Ом $\times$ см; 2.  $\rho = 1,0$  Ом $\times$ см;

3.  $\rho = 2,0$  Ом $\times$ см; 4.  $\rho = 2,5$  Ом $\times$ см; 5.  $\rho = 3,0$  Ом $\times$ см; 6.  $\rho = 5,5$  Ом $\times$ см;

б) от удельного сопротивления,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $T_1 = 297$  К,  $T_2 = 220$  К;

в) от температуры ( $\lambda = 10,6$  мкм):  $\rho_1 = 0,03$  Ом $\times$ см;  $\rho_2 = 2,5$  Ом $\times$ см

На рисунке 2.2 приведены полученные нами частотные и температурные зависимости коэффициента поглощения при различных значениях удельного сопротивления -  $\rho$ . Видно, что в области максимальной прозрачности германия путем оптимизации удельного сопротивления удается снизить значение  $\beta$  до величины  $\sim 10^{-2}$  см<sup>-1</sup> при комнатной температуре.

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны подчиняется экспериментально полученному выражению  $\beta \sim \lambda^{1.2}$ . Эта величина экспоненциально

зависит от температуры. Приведённый результат можно расценивать как свидетельство того, что основным механизмом объёмных потерь является поглощение на свободных носителях заряда. Определенное возрастание коэффициента поглощения при росте величины  $\rho$  в области  $5 \div 50 \text{ Ом} \times \text{см}$  является следствием увеличивающегося вклада поглощения свободными дырками, имеющими сечение поглощения в области  $10 \text{ мкм}$  примерно в  $\sim 20$  раз больше, чем у электронов [80].

Измеренное значение  $\beta$ , строго говоря, является величиной коэффициента потерь в образцах. Эти потери могут быть вызваны не только объёмным поглощением в образцах, но также поверхностным поглощением и рассеянием излучения на структурных дефектах. Этим, видимо, можно объяснить некоторое превышение измеренного нами значения  $\beta$  на  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  над данными калориметрических измерений [80], где фиксировалось только объёмное поглощение на  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ . Эти же эффекты привели, вероятно, к уменьшению значения коэффициента  $\gamma$  в измеренной нами частотной зависимости  $\beta \sim \lambda^\gamma$ . Как показано в работе [98], в области малых значений  $\beta$  для Ge величина  $\gamma \approx 2$ .

## 2.4 Исследование влияния изотопической чистоты на оптические свойства германия

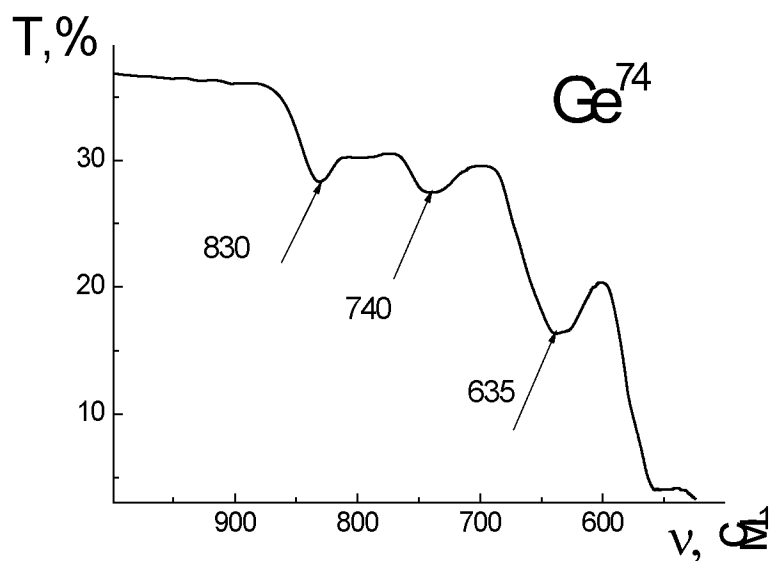
Как указывалось выше, особенностью германия как промышленного материала является то, что для большинства практических применений пригодны монокристаллы с содержанием посторонних примесей на уровне  $10^{-10}$  вес. % и ниже. Поэтому физика и химия процессов, происходящих в германии, который является, пожалуй, одним из самых изученных материалов, исследована весьма подробно. Результаты описаны в десятках тысяч статей и сотнях монографий. Однако абсолютно большая часть этих данных получена на материале природного изотопического состава: германий – атомный номер – 32, атомная масса – 72,59; состоит из смеси стабильных изотопов с массовыми числами 70, 72, 73, 74, 76. В 1942 г. И.Я. Померанчук предсказал, что в химически чистых и совершенных структурно кристаллах изотопический беспорядок приводит к значительному снижению коэффициента теплопроводности [305, 306]. Так как разделение изотопов является технически крайне сложным и дорогостоящим процессом, то в литературе почти отсутствуют сведения о влиянии изотопического состава на физические свойства кристаллов. В работах [307, 308] этот эффект экспериментально исследован на образцах монокристаллических изотопов германия  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  и показано, что изотопически чистый германий может иметь теплопроводность в 8,5 раз выше, чем монокристалл природного состава.

Исследования ИК - поглощения германия в области прозрачности показали, что путём оптимизации концентрации электроактивных примесей удаётся снизить величину коэффициента поглощения практически до фоновый предел. Так как известно, что в области 12-14 мкм имеются полосы поглощения германия, обусловлены взаимодействием света с фононами [A28], то было решено проверить влияние изотопического состава на положение этих полос. В данном разделе работы приведены результаты исследования влияния изотопического состава на спектр пропускания монокристаллического германия в ИК - области.

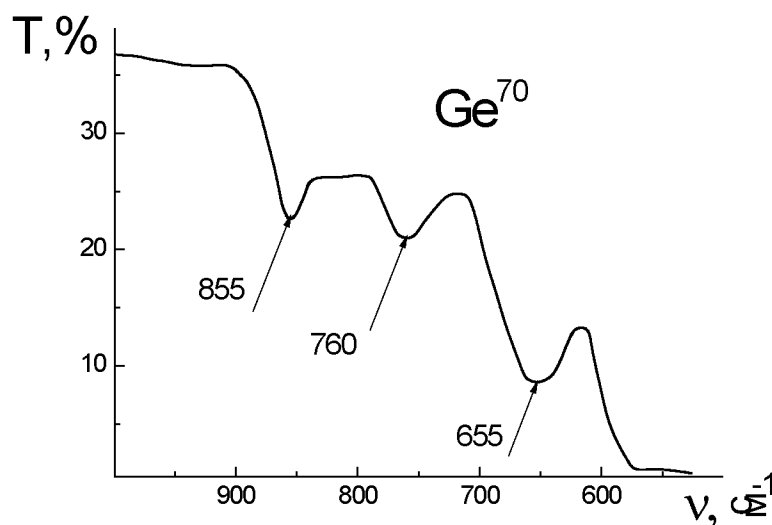
Эксперименты проведены на тех же образцах изотопически чистых монокристаллов германия  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$ , что и в работах [307, 308]. Образцы

предоставлены В.Ю. Барановым, В.И. Ожогиним, А.В. Тихомировым, за что автор выражает им глубокую признательность. Образцы были изготовлены следующим образом. В Институте Молекулярной Физики РНЦ "Курчатовский Институт" с использованием центробежного метода разделения изотопов были получены изотопы  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  с обогащением 99,99%. В Лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США) была проведена тонкая химическая очистка материала методом многократной (33 прохода) зонной плавки. Химически очищенные таким образом поликристаллические слитки  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  использовались в качестве исходного сырья для выращивания монокристаллов германия n - типа. Удельное сопротивление полученных монокристаллов составляло – 65 Ом×см. Образцы для исследований были изготовлены в форме плоскопараллельных пластин с кристаллографической ориентацией  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ , диаметром 30-45 мм, толщиной 12-15 мм. Рабочие поверхности пластин были отполированы, непараллельность поверхностей не превышала величину 30 секунд.

В качестве образцов сравнения использовались оптически обработанные пластины из монокристаллов германия природного изотопического состава, выращенных на Запорожском титано-магниеком комбинате и в Тверском государственном университете из заведомо разных партий исходного сырья и различными методами – Чохральского и Степанова. В качестве исходного сырья использовался зонноочищенный поликристаллический германий (марки ГПЗ) с удельным сопротивлением материала более 47 Ом×см (при температуре 23°C). Кристаллографическая ориентация исследованных образцов пластин -  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ . Влияние кристаллографической ориентации и технологии выращивания на положение максимумов фоновых полос поглощения в спектре пропускания образцов не выявлено. На рисунке 2.3 приведены экспериментально измеренные спектры пропускания монокристаллических образцов изотопов  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$ . В таблице 2.3 приведены экспериментально измеренные частоты трёх характерных максимумов фоновых полос поглощения германия для исследовавшихся кристаллов, а на рисунке 2.4 показана впервые полученная зависимость частот пиков решётчного поглощения  $\nu$  в монокристаллах германия от массового числа  $M$ .



а)



б)

Рисунок 2.3 - Спектральные зависимости пропускания монокристаллических образцов изотопов германия а)  $M=74$ , толщина образца 12 мм, б)  $M=70$ , толщина образца 22 мм (стрелками показаны максимумы фоновых полос поглощения с указанием соответствующих волновых чисел)

Германий, как известно (см. главу 1, [224, 225, А9]), широко применяется в ИК - оптике, особенно, в диапазоне 8 – 14 мкм, однако присутствующие в этой области полосы фонованного поглощения заметно ограничивают его применение. Они хорошо



изучены, и их положение в спектрах кристаллов природного изотопического состава практически является константой материала.

Таблица 2.3 Положение максимумов фоновых полос поглощения в кристаллах германия различного изотопного состава

Состав германия	Максимумы фоновых полос поглощения в германии		
	$\nu_1, \text{см}^{-1}$	$\nu_2, \text{см}^{-1}$	$\nu_3, \text{см}^{-1}$
$^{70}\text{Ge}$	855	760	655
$^{72,59}\text{Ge}$ (природный)	850	755	650
$^{74}\text{Ge}$	830	740	635

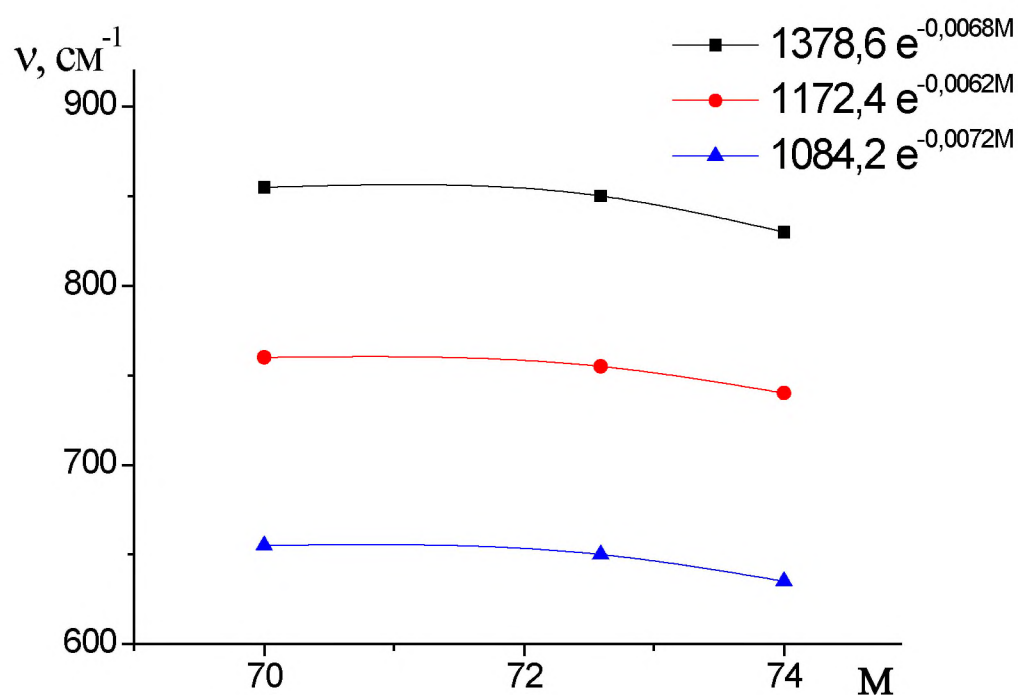


Рисунок 2.4 - Зависимость частот пиков решёточного поглощения  $\nu$  в монокристаллах германия от массового числа  $M$

Полученная зависимость частоты максимума фононных полос поглощения от массового числа  $\nu = f(M)$  может быть аппроксимирована выражением

$$\nu = 1,6\nu_0 \times e^{-0,007M}, \quad (2.6)$$

где  $\nu_0$  – частота максимума соответствующей полосы фононного поглощения.

Обнаружено, что решёточные пики поглощения на частотах  $\nu = 850, 755, 650 \text{ см}^{-1}$ , наблюдаемые в монокристаллах германия природного изотопического состава, в моноизотопных кристаллах сдвигаются. Причём в монокристаллах  $^{70}\text{Ge}$  наблюдается рост частоты полосы поглощения -  $\nu$ , а в  $^{74}\text{Ge}$   $\nu$  уменьшается по сравнению с монокристаллами природного изотопического состава.

Таким образом, впервые зафиксирована тенденция снижения частоты максимума полосы решёточного поглощения в германии с ростом массового числа. К сожалению, величина этого сдвига, хотя и превышает значение погрешности измерений, но она слишком мала, что бы иметь какое-либо заметное практическое значение. Тем не менее, обнаруженный эффект может быть использован для экспресс - оценки изотопического состава германия.

## 2.5 Оптические свойства лейкосапфира в области 10,6 мкм

При исследовании воздействия импульса  $\text{CO}_2$  – лазера на анодированные пластины дюралюминия (раздел 8.3) выяснилось, что лазерное излучение взаимодействует с поверхностным слоем окиси алюминия. При анализе полученных результатов выяснилось, что литературные данные по оптическим свойствам окиси алюминия в области 10,6 мкм не позволяют объяснить данные эксперимента. Поэтому было принято решение исследовать эти свойства на образцах лейкосапфира. Этот раздел работы посвящен исследованию оптических свойств лейкосапфира в ИК - области вблизи 10 мкм.

Лейкосапфир (корунд, окись алюминия,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) широко применяемый материал в электронной, оптоэлектронной и лазерной технике, точной механике, для изготовления «нецарапаемых» часовых стёкол различной формы, медицине и др. [193]. Его достоинства - прозрачность в широком температурном диапазоне, вплоть до  $1600^\circ\text{C}$  (в области от 0,17 до 5,5 мкм), а также в ТГц и СВЧ диапазонах, высокая твердость, прочность, химическая инертность, низкий коэффициент трения. Хотя теплопроводность сапфира в 30 раз ниже, чем у алмаза [A15], он широко применяется в электронике для изготовления теплоотводящих подложек, в частности, в широко применяемых светоизлучающих диодах высокой яркости. В последние годы появились новые области применения лейкосапфира - радиочастотные интегральные микросхемы с высокой степенью интеграции на основе КНС структур (кремний на сапфире) и голубые полупроводниковые лазеры. Поэтому, несмотря на высокую температуру плавления  $\sim 2050^\circ\text{C}$ , технология выращивания этого материала весьма развита. Промышленность, используя различные методы (Степанова, Киропулоса, Вернейля, Чохральского, направленной кристаллизации), выпускает монокристаллы диаметром более 300 мм и весом до 100 кг, а также профилированные изделия различной формы [309-311].

Во многих отраслях промышленности кроме монокристаллического лейкосапфира ( $\alpha$  модификация  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) применяются разнообразные керамические материалы на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (поликор, корунд, алунд и другие композиции на основе

оксида алюминия), прежде всего, в виде конструкционной, электроизоляционной, термостойкой керамики [312].

Оксид алюминия в промышленности часто используется для нанесения различных защитных покрытий на конструкционные материалы. Так как алюминий является химически активным материалом, то изделия из Al и его сплавов пассивируются (процесс оксидирования) путём нанесения тонкого механически прочного покрытия (несколько мкм) окиси алюминия.

ИК - спектры сапфира исследовались во многих классических работах, например [313, 314].

Для обработки заготовок из сплавов алюминия, керамик на основе  $Al_2O_3$ , монокристаллического сапфира (в том числе для деталей часовых механизмов), часто используются  $CO_2$  – лазеры, излучающие на длине волны 10,6 мкм. Поэтому знание оптических характеристик окиси алюминия в этой области в ряде случаев оказывается необходимым для оптимизации технологических процессов.

Однако, несмотря на то, что оптика диапазона 10 мкм активно развивается (за последние 50 – 60 лет появились широко применяемые  $CO_2$  – лазеры, тепловизионные приборы и ряд других устройств), свойства сапфира в этой области изучены слабо.

Для измерения коэффициента отражения были использованы пластины монокристаллического лейкосапфира толщиной 15 мм. Измерения проводились на ИК спектрофотометре «Hitachi – 225» с приставкой для измерения зеркального отражения IRR-3. Методика измерений подробно изложена в разделе 2.1. Измеренный спектр зеркального отражения в диапазоне 2,5 – 25 мкм приведён на рисунке 2.5. Несколько завышенное значение коэффициента отражения в области 2,5 – 6 мкм объясняется тем, что на фотоприёмник прибора частично попадает излучение от второй грани образца. Далее, вследствие значительного поглощения излучения, отражённого от второй грани, регистрировалось лишь френелевское отражение от одной грани.

Величина коэффициента отражения в диапазоне  $\sim 5 - 10$  мкм монотонно снижается практически до нуля. Затем видно, что в диапазоне  $\sim 10 - 14$  мкм наблюдается резкий рост величины коэффициента отражения, достигающего в максимуме  $\sim 95\%$ . Качественно, поведение частотной зависимости коэффициента отражения соответствует соотношениям Крамерса-Кронига.

Как показано в разделе 2.1, для корректного измерения коэффициента поглощения спектрофотометрическим методом необходимо проводить измерения в области пропускания образца  $\sim 50\%$ . В случае сапфира в области 10 мкм это слой толщиной менее  $\sim 1$  мкм. Такие слои могут быть получены путём напыления в вакууме. В этом случае необходимо учитывать интерференционные эффекты, а также то, что полученная поликристаллическая плёнка по своим физико-химическим свойствам будет существенно отличаться и от монокристалла и от поликора.

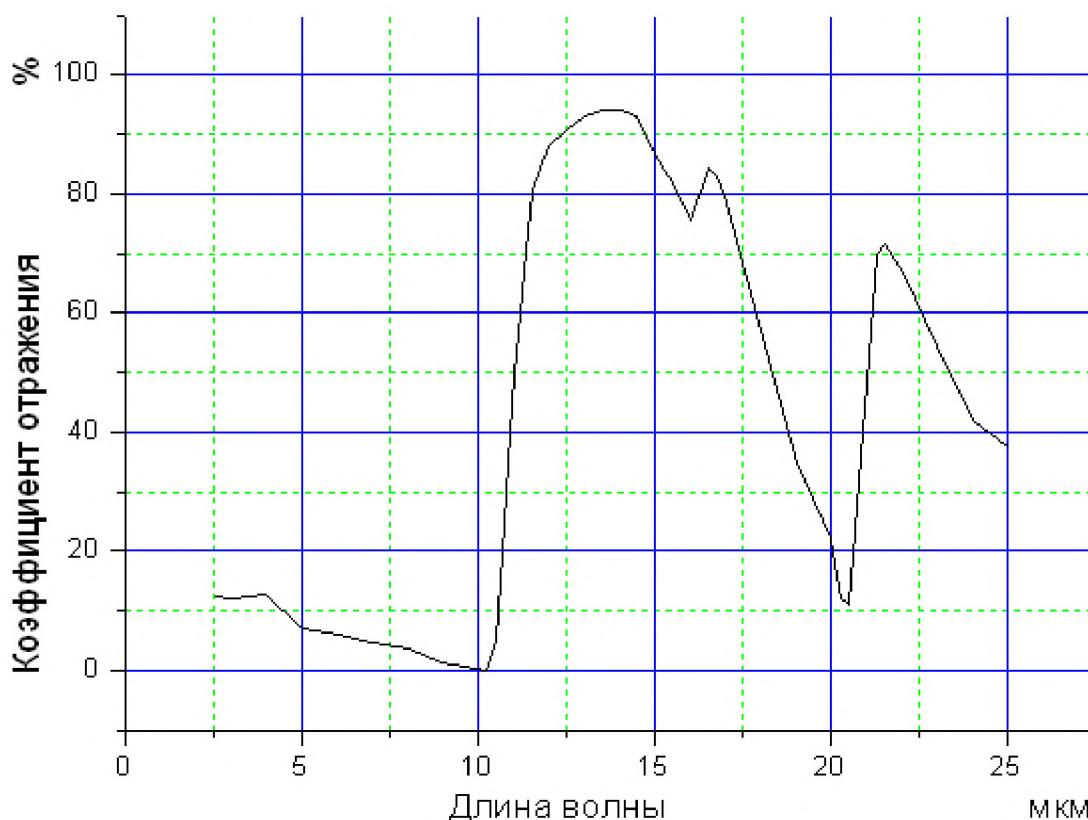


Рисунок 2.5 - Спектр отражения лейкосапфира в ИК - области

Поэтому мы сочли возможным оценить величину коэффициента поглощения в области 10,6 мкм путём аппроксимации данных работы [315], в которой проведен тщательный обзор и анализ литературных сведений по значениям коэффициента поглощения в видимой и ИК - областях спектра (до 7 мкм) в диапазоне температур 300-2300 К. Приведённые в работе [315] данные свидетельствуют об экспоненциальной зависимости коэффициента поглощения от длины волны. Предполагая, что в длинноволновой области эта зависимость сохраняется, мы аппроксимировали

зависимость коэффициента поглощения в область 10 мкм (рисунок 2.6). На этом рисунке приведены зависимости коэффициента поглощения от длины волны при разных температурах – от комнатной, до, близкой к температуре плавления,  $T = 2300$  К. Характерно, что, несмотря на значительное влияние температуры на поглощение в области полупрозрачности (в области – до 7 мкм, по данным [315]), при экстраполяции в область 10 мкм влиянием температуры можно практически пренебречь. Коэффициент поглощения в области 10,6 мкм в диапазоне температур 300 – 2300 К таким образом оценивается –  $\beta = (2\div 3)\times 10^4$  см<sup>-1</sup>.

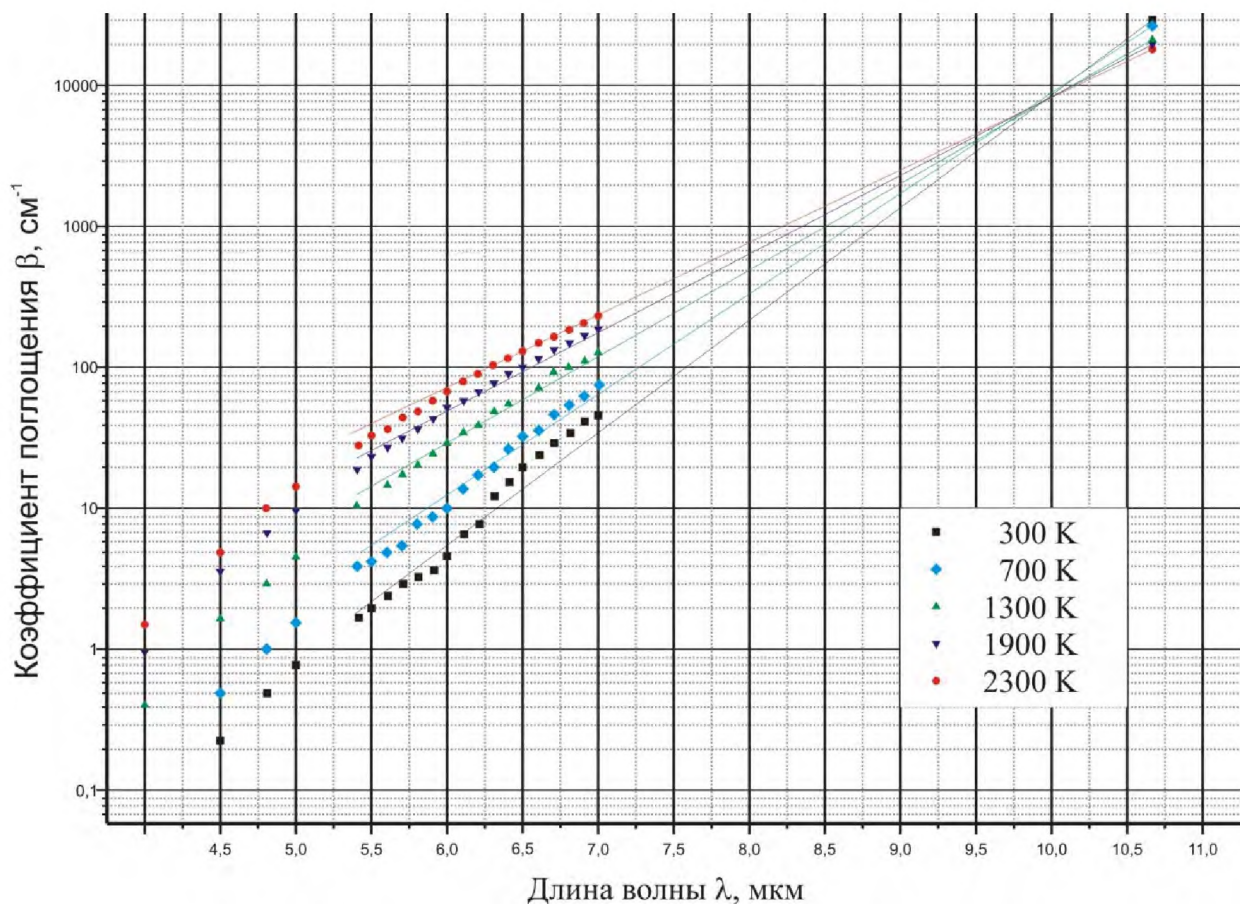


Рисунок 2.6 - Зависимость коэффициента поглощения сапфира от длины волны при температурах: 1 – 300 К, 2 – 700 К, 3 – 1300 К, 4 – 1900 К, 5 – 2300 К.

Экспериментальные точки взяты из работы [315]

Косвенно это значение подтверждается результатами, изложенными в разделе 8.3, в которой методами металлофизики экспериментально исследованы особенности взаимодействия импульса излучения мощного  $\text{CO}_2$  – лазера с поверхностью пассивированного оксидированием дюралюминия. Наблюдались значительные

повреждения поверхностного слоя толщиной  $\sim 1$  мкм. Морфология наблюдавшихся последствий воздействия, зафиксированная с помощью электронно-микроскопических исследований поврежденного слоя, показала, что выделение энергии лазерного импульса, а, следовательно, поглощение излучения произошло в слое толщиной около 1 мкм. Это, в свою очередь, позволило предположить, коэффициент поглощения излучения составлял величину порядка  $10^4 \text{ см}^{-1}$ .

В тоже время, следует отметить, что приведённые выше результаты не вполне совпадают с данными работы [316], в которой проведено расчетно-теоретическое исследование влияния величины коэффициента поглощения (принимаемого равным  $1000 \text{ см}^{-1}$ ) концентрированного непрерывного излучения  $\text{CO}_2$  - лазера ( $600 \text{ Вт/см}^2$ ); итогом являлась модель формирования поля температуры в процессе нагрева и плавления плоского слоя керамики из оксида алюминия.

Полученные результаты показывают, что на длине волны 10,6 мкм коэффициент отражения лейкосапфира составляет  $\sim 6\%$  при коэффициенте поглощения  $(2\div 3)\times 10^4 \text{ см}^{-1}$ , причём эта величина почти не зависит от температуры.

## 2.6 Влияние поверхностных дефектов полированной поверхности меди на коэффициент отражения в ИК - области

Поверхностные дефекты на полированной поверхности заметно сказываются на оптических характеристиках металлических зеркал. Это наглядно проявляется в спектрах коэффициента зеркального отражения. Помимо того, что эти дефекты рассеивают излучение, на них происходят активные химические процессы взаимодействия металла с окружающей атмосферой. В таблице 2.4 приведены данные об абсолютных значениях коэффициента зеркального отражения свежеполированной поверхности меди и состаренной на воздухе в условиях лабораторного помещения. Измерения проведены на двухлучевом ИК - спектрофотометре «Hitachi-225» со специальной приставкой зеркального отражения IRR-3. Данные, приведённые в таблице, получены путем пересчета значений  $R_{Cu}$  относительно величины  $R_{Ro}$  – коэффициента отражения эталонного родиевого зеркала, выбранного вследствие высокой коррозионной стойкости этого металла. Видно, что состаренная поверхность имеет заметно сниженное значение коэффициента отражения.

Таблица 2.4 Влияние старения медных зеркал на коэффициент их зеркального отражения

Материал зеркала	Коэффициенты отражения зеркал ( %) для различных длин волн (мкм)								
	$R_{2,5}$	$R_{3,0}$	$R_{4,0}$	$R_{5,0}$	$R_{6,0}$	$R_{7,0}$	$R_{8,0}$	$R_{9,0}$	$R_{10,0}$
$R_o$	81,6	83,9	89,9	93,5	94,5	95,3	95,7	95,9	96,0
$Cu_{свеж}$	97,5	95,2	96,3	98,8	98,6	98,8	99,2	98,7	98,5
$Cu_{стар}$	95,5	85,5	91,0	94,0	94,5	95,3	95,7	95,9	97,0



## Выводы

В данном разделе работы получены следующие основные результаты:

1. Проведено экспериментальное исследование коэффициента поглощения в диапазоне 8 – 12 мкм монокристаллов LiF и CaF<sub>2</sub> и поликристаллов MgF<sub>2</sub> (КО -1). Измеренные значения  $\beta$  подчиняются теоретической зависимости – правилу Урбаха.

2. В исследованных монокристаллах германия измерены зависимости коэффициента поглощения ИК - излучения в области 2,5 – 11 мкм от температуры (в диапазоне 297 – 475 К) и концентрации свободных носителей. Определено, что потери в этой области удаётся снизить практически до величины фонного поглощения  $\sim 0,02 \text{ см}^{-1}$  путём оптимизации удельного сопротивления  $\rho \sim 5 \text{ Ом} \times \text{см}$ . Зависимость коэффициента поглощения от длины волны подчиняется экспериментально полученному выражению  $\beta \sim \lambda^{1,2}$ . Величина  $\beta$  экспоненциально зависит от температуры.

3. Показано, что в условиях развитого полупроводникового производства предварительный контроль качества выращенных монокристаллов оптического германия возможен с помощью методик измерения электрофизических параметров, применяемых при производстве кристаллов для микроэлектроники. Эти данные были использованы при разработке ТУ на кристаллы оптического германия марки ГМО [303].

4. Исследовано влияние изотопической чистоты монокристаллов германия на фонные пики поглощения в ИК - области (частоты  $\nu = 850; 755; 650 \text{ см}^{-1}$ ). Найден некоторый изотопический сдвиг максимумов этих полос поглощения – с ростом массового числа частота – снижается. Обнаруженный эффект может быть использован для экспресс оценки изотопического состава германия.

5. На длине волны 10,6 мкм измеренный коэффициент отражения лейкосапфира составляет  $\sim 6\%$  при коэффициенте поглощения  $(2 \div 3) \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ , полученном при анализе и обобщении литературных данных.

ГЛАВА 3 ПОРОГИ ПЛАЗМОБРАЗОВАНИЯ ВБЛИЗИ ОПТИЧЕСКОЙ  
ПОВЕРХНОСТИ И ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА НА ПРОХОЖДЕНИЕ  
ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ.  
МОРФОЛОГИЯ ВОЗНИКАЮЩИХ ПОВРЕЖДЕНИЙ

В этом разделе сообщается о результатах экспериментов по исследованию порогов повреждения 11 видов оптических кристаллов в луче импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера при плотности мощности  $10^6 \div 2 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и площади зоны воздействия около 1 см<sup>2</sup>, то есть в условиях, моделирующих реальный режим эксплуатации элементов лазерной оптики. При таких размерах зоны облучения влияние отдельных микронеоднородностей структуры материала на процесс оптического пробоя может усредняться вследствие значительной плотности дефектов в реальных кристаллах.

Данный эксперимент выполнен с целью выяснения практических границ применимости перспективных кристаллов для изготовления прозрачной силовой оптики мощных импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров, то есть определения порога оптической стойкости реальных кристаллов. Повреждения, возникающие при меньших значениях интенсивности излучения, но не оказывающие существенного влияния на работоспособность оптического элемента, ниже будем называть допороговыми.

Также приведены результаты экспериментального исследования процесса прохождения импульса мощного  $\text{CO}_2$  - лазера через 13 видов оптических монокристаллов в диапазоне интенсивностей -  $2 \times 10^6 \div 4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Проведение данного эксперимента обусловлено необходимостью выявления особенностей прохождения лазерного излучения через оптические элементы в условиях плазмообразования вблизи их поверхности - в сверхпороговом режиме воздействия. Помимо этого рассмотрена морфология возникших повреждений и проанализировано их влияние на работоспособность оптического элемента. Полученные данные важны для понимания функционирования оптики мощного лазера, работающего в области его предельных энергетических характеристик.

Эти результаты нами опубликованы в работах [A1, A2, A12, A16, A25-A27, A34].

В главе 1 показано, что наиболее часто используемые для изготовления лазерной оптики кристаллы, прозрачные в диапазоне 9 -11 мкм, можно по физико-химическим свойствам разделить на три основные группы:

- 1) хрупкие ионные кристаллы;
- 2) пластичные ионные кристаллы;
- 3) полупроводниковые кристаллы.

В этом разделе работы сообщается о результатах исследования порогов оптической стойкости наиболее перспективных представителей всех трёх групп, причём большая часть этих кристаллов уже применяется в приборах ИК - оптики и выпускается промышленностью:

- 1) NaCl, KCl, KBr, RbI;
- 2) CsI, AgCl, КРС-5, КРС-6;
- 3) Ge, GaAs, ZnSe.

В экспериментах по исследованию прохождения излучения в условиях плазмообразования использовались также фторид бария - BaF<sub>2</sub> и сульфид цинка – ZnS.

Проведение данного эксперимента обусловлено необходимостью выявления особенностей прохождения лазерного излучения через оптические элементы в условиях плазмообразования вблизи их поверхности - в сверхпороговом режиме воздействия.

Измерения параметров лазерного излучения проводились по классической двулучевой схеме: регистрировались мощность воздействующего импульса генерации и мощность импульса излучения, прошедшего через образец. Фиксировалось также время отсечки -  $\tau_{отс}$ , под которым понимается время прозрачности оптического элемента, то есть диапазон от момента начала генерации до момента, когда максимальная интенсивность излучения, прошедшего через образец, снижалась на порядок.

Пороги оптической стойкости исследовались во многих работах (см. главу 1). Известен способ измерений порога оптической стойкости (ПОС) и механизма повреждения прозрачных материалов, который базируется на сравнительном анализе амплитуды и формы прошедшего через образец импульса воздействующего излучения относительно исходного импульса генерации [182]. Для реализации этого метода излучение одномодового, одночастотного лазера относительно малой мощности (во избежание самофокусировки) собирается короткофокусной линзой в объём или на поверхность исследуемого образца. Таким образом реализуется режим исследования

ПОС идеального материала. За значение ПОС в работе [182] принимали амплитудное значение плотности мощности прошедшего через образец импульса при заведомо большей плотности мощности воздействующего. Метод обладает высокой точностью и воспроизводимостью результатов и весьма удобен для проведения технологических экспериментов, например, для отработки оптимальной технологии выращивания оптических монокристаллов [196].

Методика, использовавшаяся нами в данном разделе работы, отличается от предложенной в [182] тем, что применялся существенно более мощный лазер, излучение которого собиралось на образец длиннофокусной линзой в пятно размером  $\sim 3 \times 4 \text{ мм}^2$ . Сам образец располагался в каустике линзы, то есть в момент прохождения излучения через образец, расходимость луча света можно практически пренебречь. Таким образом, моделировались условия прохождения через оптический элемент реального лазерного луча высокой интенсивности. Порог самофокусировки в этом случае не превышался.

### 3.1 Методики исследований и описание экспериментальных установок

#### 3.1.1 Методика эксперимента по исследованию энергетического порога повреждения оптических материалов

Энергетический порог повреждения оптических материалов определялся с помощью импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  - лазера с выходной энергией до 70 Дж [6]. При проведении описываемого эксперимента лазер излучал импульсы с энергией  $10 \div 20$  Дж.; энергия накачки, давление и состав газовой смеси ( $\text{CO}_2$ :  $\text{N}_2$  : He – 1: 2: 3) поддерживались постоянными.

В данном эксперименте в лазере был использован полусферический резонатор, состоящий из вогнутого медного зеркала с золотым покрытием (радиус 15000 мм) и выходного полупрозрачного зеркала из плоскопараллельной пластины монокристалла германия диаметром 100 мм. Длина активной среды составляла 3 м, а длина резонатора - около 4 м. Размеры луча на торце генератора составляли приблизительно  $45 \times 50 \text{ мм}^2$ .

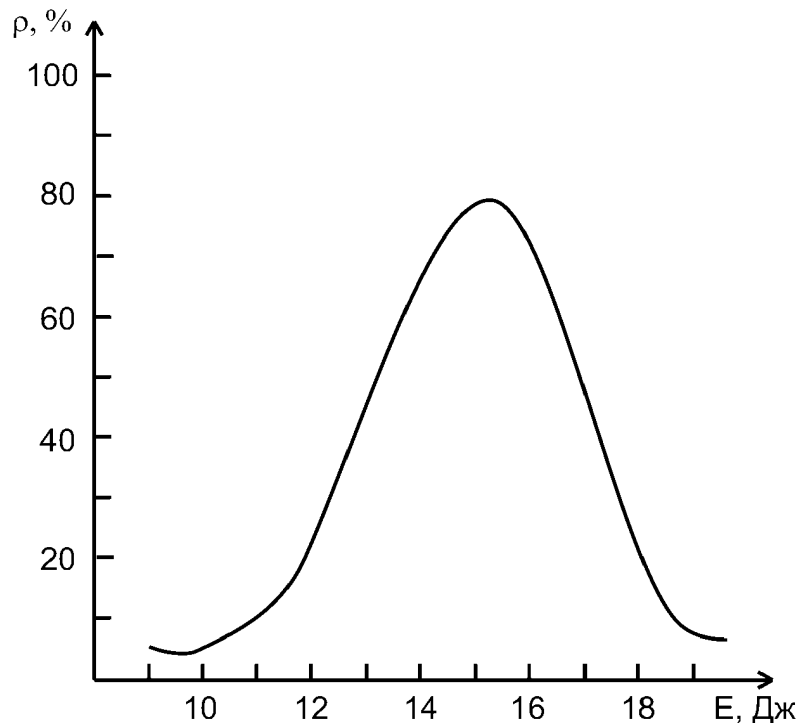


Рисунок 3.1 - Статистический разброс энергий импульса излучения используемого

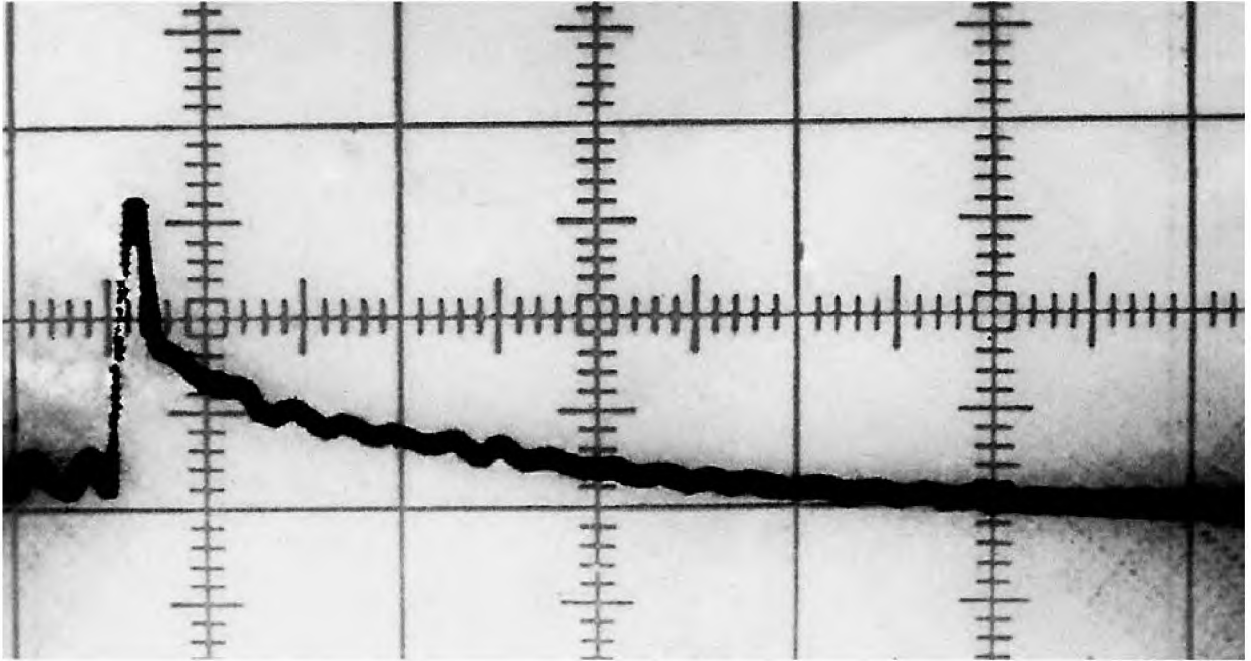
CO<sub>2</sub> - лазера

Рисунок 3.2 Форма лазерного импульса (0,5 мкс/дел.)

На рисунке 3.1 показан статистический разброс значений выходной энергии 30 лазерных импульсов. Наиболее вероятное значение этой величины -  $14 \div 15$  Дж. Измеренная форма импульса излучения характерна для режима свободной генерации электроразрядного CO<sub>2</sub> - лазеров (рисунок 3.2). Длительность импульса генерации по основанию составляла приблизительно 5 мкс.

На рисунке 3.3 приведена оптическая схема, разработанная и собранная для определения порога оптической стойкости реальных кристаллов. Прозрачные оптические элементы были изготовлены из монокристаллов хлорида натрия, а отражающие зеркала - из бескислородной меди марки МОБ. Излучение лазера (1) пройдя через сменные ослабители (2), клин (3) и отразившись от поворотного зеркала (4) концентрировалось линзой (5) с фокусным расстоянием  $f = 1000$  мм на исследуемый образец (7), который располагался на расстоянии 700 мм от линзы. Расфокусированное излучение, прошедшее через образец, направлялось на графитовый поглощающий экран (8). После отражения от первой грани клина (3), лазерный луч направлялся линзой (9) в измеритель энергии - термопарный графитовый калориметр ТПИ 2-5 (10), сигнал с которого регистрировался

микровольтамперметром Ф-116/2.

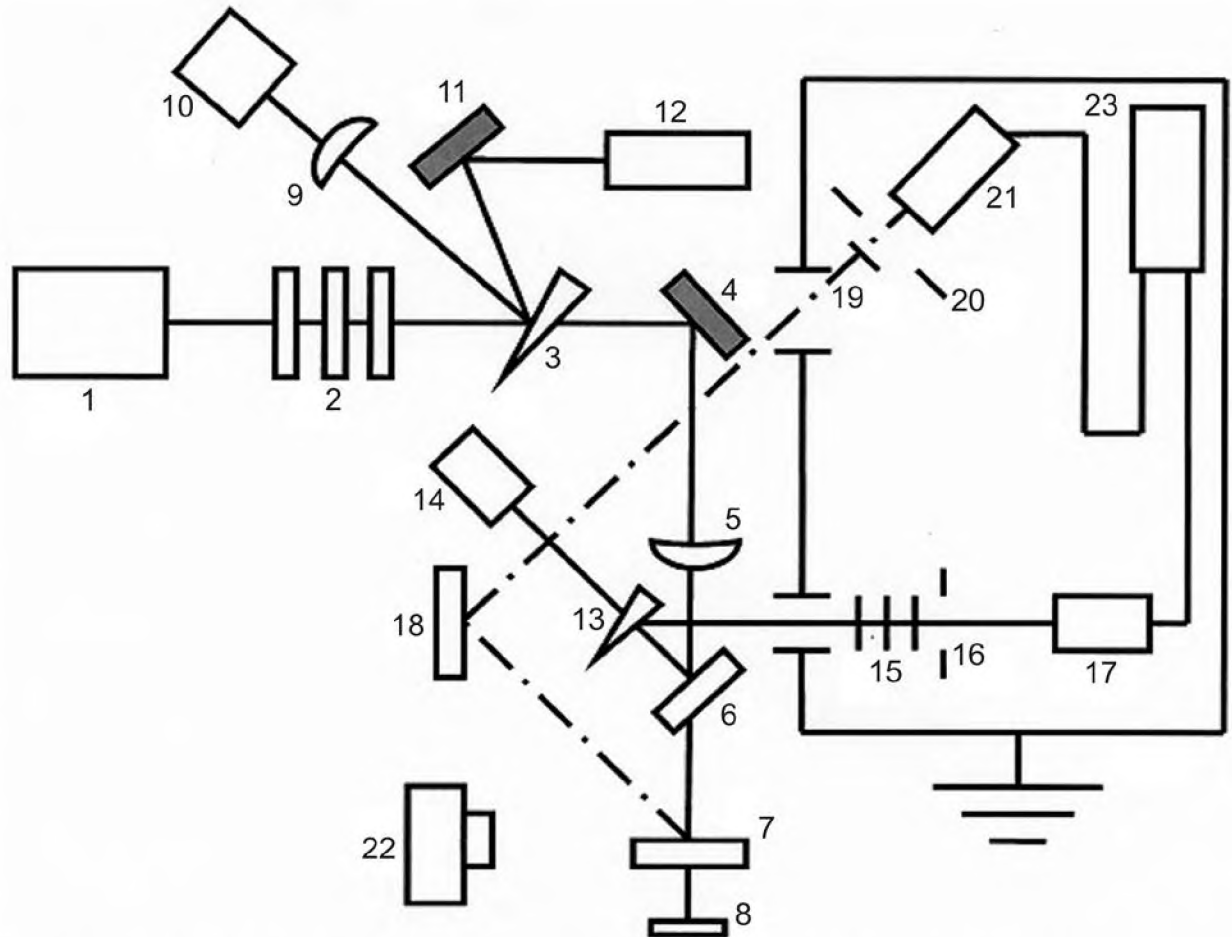
Юстировка схемы производилась лучом гелий-неонового лазера ЛГ-126 (12) вводимым с помощью поворотного зеркала (11) через вторую грань клина. Часть излучения, сфокусированного на образец, ответвлялась пластиной (6) для контроля энергии и формы импульса воздействующего излучения. Луч, отражённый от пластины и прошедший через клин (13) фокусировался в калориметр ТПИ 2-5 (14), что позволило более точно определить коэффициент пропускания оптической схемы и, следовательно, энергию излучения, дошедшего до образца. Для измерения формы лазерного импульса около 4% излучения отражалось от первой грани клина (13). Затем, ослабленное фильтрами из полиэтилена (15) и диафрагмой (16), излучение направлялось на охлаждаемое жидким азотом фотосопротивление Ge:Au (ФСГ-22 или «Свод») (17). Регистрация «времени существования» плазменного образования перед поверхностью образца и формы импульса излучения плазмы производилась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-51 (21). Излучение плазмы направлялось на ФЭУ-51 зеркалом (18) и ослаблялось нейтральными светофильтрами из стекла марки НС (19) и диафрагмой (20). Факт появления плазменного факела регистрировался также фотокамерой с открытым затвором (22), расположенной сбоку от образца, и дублировался визуально. Сигналы от фотоприёмной аппаратуры фиксировались двухлучевым запоминающим осциллографом С8-2 (23). Для снижения влияния весьма значительных электромагнитных помех осциллограф и фотоприёмники размещались в экранированном боксе (24).

Сечение лазерного луча в плоскости образца имело прямоугольную форму. Площадь зоны воздействия измерялась по пятну ожога на термобумаге, располагавшейся в плоскости образца, и составляла  $\sim 0,67 \text{ см}^2$ .

Распределение выходного излучения поддерживалось на стабильном уровне и периодически контролировалось. Проводилась оценка плотности энергии, как усреднённой по сечению луча, так и максимальной, для чего участок луча с наибольшей интенсивностью излучения вырезался диафрагмой. Средняя плотность энергии в таком участке примерно в четыре раза превышала соответствующее значение для всего луча.

Абсолютная погрешность термпарного калориметра ТПИ 2-5 составляет 16

% (паспортная характеристика). Так как в данном разделе работы основное внимание уделялось сопоставлению стойкости различных материалов к действию лазерного излучения, то мы измерили относительную погрешность ТПИ 2-5, использовавшихся в работе. Она не превышает погрешность регистрирующего прибора (0,5 деления шкалы Ф-116/2), что в наших условиях составляло не более ~ 5 %.



1 – импульсный  $\text{CO}_2$ -лазер,  
 2 – оптические ослабители,  
 3, 13 – клип из  $\text{NaCl}$ ,  
 4, 11 – поворотное зеркало,  
 5, 9 – линза из  $\text{NaCl}$ ,  
 6 – пластина из  $\text{NaCl}$ ,  
 7 – исследуемый образец,  
 8 – поглощающий экран,  
 10, 14 – калориметр ТПИ 2-5,  
 12 – юстировочный лазер ЛГ-126,

15 – ослабители из полиэтилена,  
 16, 20 – диафрагма,  
 17 – фотоприемник ФСГ 22,  
 18 – зеркало,  
 19 – нейтральный светофильтр,  
 21 – фотоприемник ФЭУ-51,  
 22 – фотоаппарат,  
 23 – осциллограф С8-2,  
 24 – экранированный бокс

Рисунок 3.3 - Оптическая схема экспериментальной установки



Плотность энергии излучения на образце изменялась, как путём использования калиброванных френелевских ослабителей (2), из оптически обработанных пластин германия, хлорида натрия и КРС-5, так и за счёт случайных отклонений энергии лазерного импульса от среднестатистического значения.

В описываемом эксперименте исследовались две группы образцов. Первая группа - полированные пластинки всех 11 видов кристаллов диаметром  $20 \div 30$  мм и толщиной  $2 \div 3$  мм, поверхности которых были оптически обработаны по стандартной технологии. Вторая группа – образцы щёлочно-галогидных монокристаллов: NaCl, KCl, KBr и RbI размером  $\sim 20 \times 20 \times 5$  мм<sup>3</sup>, которые выкалывались по плоскостям спайности {100} непосредственно перед экспериментом из промышленных заготовок крупногабаритных монокристаллов оптического качества. Использование образцов второй группы позволило исследовать статистику повреждений на большом количестве идентичных образцов, каждый из которых подвергался воздействию только один раз. Полированные образцы подвергались воздействию, в основном, сериями лазерных импульсов (примерно  $5 \div 10$ ) с последовательно возрастающей плотностью энергии. До и после воздействия все образцы контролировались визуально с целью выявления дефектов структуры и повреждений, а после завершения серии экспериментов по воздействию они исследовались с помощью световых микроскопов МИН-8 и МИК-4. Влияние возникших повреждений на оптические свойства в ИК - области спектра исследовалось с помощью двухлучевого спектрофотометра «Hitachi-225». Методика и результаты спектральных измерений приведены в главе 2.

За энергетический порог оптической стойкости реальных кристаллов принималась такая средняя плотность энергии лазерного импульса, попадающего на образец, при которой возникали заметные обратимые и необратимые изменения оптических характеристик образца, либо повреждения, которые препятствовали бы использованию этого образца в качестве оптического элемента лазерной системы.

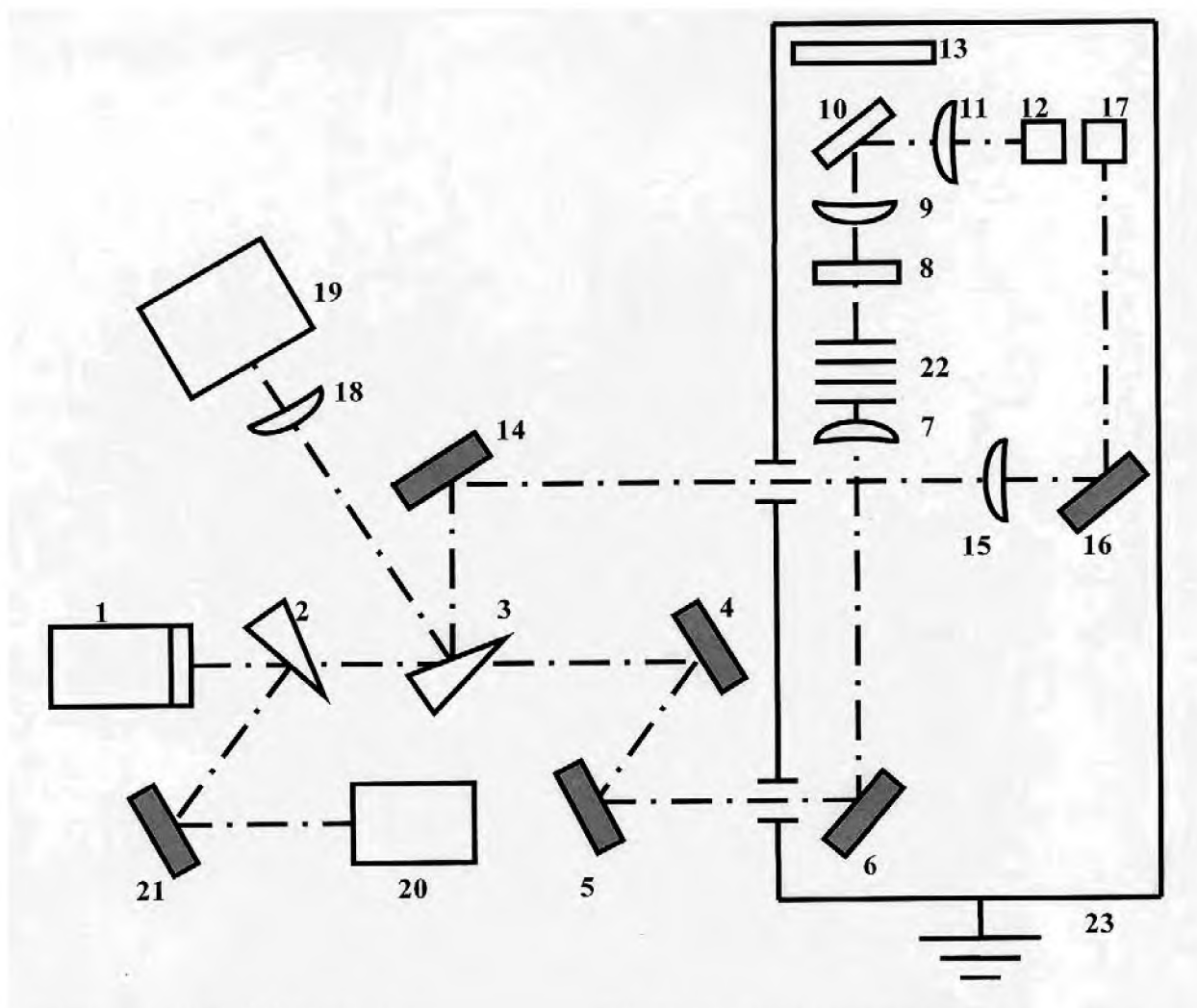
### 3.1.2 Методика эксперимента по исследованию прохождения лазерного импульса через оптический элемент

Сравнение формы импульса генерации с формой импульса, прошедшего через образец, производилось путём использования двулучевой оптической схемы, приведённой на рисунке 3.4. Прозрачные элементы схемы были изготовлены из монокристаллов хлорида натрия, а поворотные плоские зеркала - из бескислородной меди марки МОБ.

В этом эксперименте использовался тот же источник излучения (1), что и в предыдущем эксперименте. Энергия излучения лазера поддерживалась на уровне 30÷40 Дж в импульсе, а распределение излучения в луче было улучшено благодаря использованию интерференционного выходного зеркала. Его характеристики: подложка изготовлена из фторида бария -  $BaF_2$ , с нанесённым покрытием из трёхсернистого мышьяка -  $As_2S_3$ ; коэффициент отражения  $R = 30\%$ , плоскостность  $N = 2\div 3$ ; местные ошибки  $\Delta N = 0,5$ ; класс оптической чистоты  $P = III$ ; клиновидность  $\theta = 5''$ . Лазерное излучение, после прохождения через клинья (2) и (3) и отражения от поворотных зеркал (4), (5), (6), фокусировалось линзой (7) на исследуемый образец (8). Далее луч, прошедший через образец, собирался линзой (9) на пластину (10) и, частично отразившись от неё, фокусировался линзой (11) на фотоприёмник (12), который регистрировал форму прошедшего импульса. Основная часть излучения, пройдя через пластину (10), поглощалась экраном из листового фторопласта (13). Реперный луч, предназначенный для контроля формы и мощности импульса генерации, отразившись от клина (3) с помощью зеркал (14), (16) и линзы (15), направлялся на фотоприёмник (17).

Для измерения энергии лазерного импульса часть излучения, отразившаяся от клина (3), фокусировалась линзой (18) на термопарный калориметр ТПИ 2-5 (19). Гелий-неоновый лазер ЛГ-126 (20), зеркало (21) и клин (2) использовались при юстировке резонатора лазера и измерительной схемы. Изменение плотности мощности излучения на поверхности образца осуществлялось калиброванными фильтрами из плёночного фторопласта (22). Для защиты от электромагнитных наводок фотоприёмники и

измерительная аппаратура, а также часть оптической схемы, располагались в экранированном боксе (23). Сигналы фотоприёмников фиксировались двухлучевым запоминающим осциллографом С8-2.



- |                                              |                                        |
|----------------------------------------------|----------------------------------------|
| 1 – импульсный CO <sub>2</sub> -лазер,       | 12, 17 – германиевые фотоприемники,    |
| 2, 3 – клин NaCl,                            | 13 – поглощающий экран из фторопласта, |
| 4, 5, 6, 14, 16, 21 – поворотное зеркало Cu, | 19 – калориметр ТПИ2-5,                |
| 7, 9, 11, 15, 18 – линза NaCl,               | 20 – He-Ne лазер ЛГ-126,               |
| 8 – образец,                                 | 22 – фильтры из фторопласта,           |
| 10 – пластина NaCl,                          | 23 – экранированный бокс               |

Рисунок 3.4 - Оптическая схема эксперимента

С целью снижения относительной погрешности измерений, фотоприёмники, после установки в измерительной схеме, калибровались дополнительно по показаниям калориметра. Помимо этого, для оценки точности калибровки проводимых измерений определялся порог оптического пробоя воздуха лабораторного помещения. При размере

каустики линзы  $3 \times 4 \text{ мм}^2$  вероятность пробоя составила 0,5 при плотности мощности излучения  $W_{p1} \sim 200 \text{ МВт/см}^2$ . Полученный результат коррелирует с литературными данными, приведёнными в монографии [317]. На рисунке 3.5, взятом из работы [317], приведены зависимости порога возникновения оптического пробоя воздуха и некоторых других газов излучением импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера от размера каустики фокусирующей линзы. Полученное в нашей работе значение довольно точно ложится на этот график.

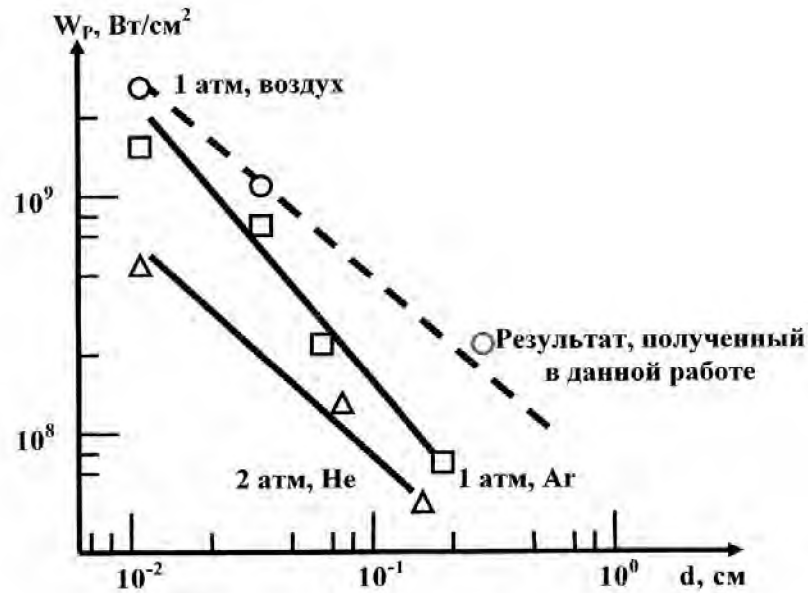


Рисунок 3.5 - Зависимость порога пробоя газов излучением  $\text{CO}_2$  – лазера от диаметра фокуса [317]

### 3.1.3 Разработка и исследование характеристик фотоприёмников на эффекте фотонного увлечения дырок в германии

Использование охлаждаемых фотосопротивлений из германия, легированного золотом, типа ФСГ-22 в данной схеме позволяло получить лишь качественные результаты, так как ФСГ-22, созданные для использования в информационных системах, обладают значительной чувствительностью (приблизительно 3 В/Вт). Это вынуждало в наших измерениях ослаблять излучение, направляемое на них, на несколько порядков. Кроме того, ФСГ-22 эксплуатируются при температуре жидкого азота, что также создаёт определённые неудобства а также имеют сравнительно невысокий динамический диапазон. И, наконец, у них небольшая площадь приёмной площадки ( $2 \times 2 \text{ мм}^2$ ) и непрозрачное входное окно из просветлённой пластинки германия, что существенным образом осложняет юстировку. Анализ литературных данных показал, что для применения в схемах, использующих мощное импульсное лазерное излучение с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ , наиболее удобны специально разработанные фотоприёмники, действие которых основано на использовании эффекта фотонного увлечения носителей тока в полупроводниках [318-323]. Эти приёмники функционируют благодаря тому, что, в поле электромагнитного излучения в полупроводнике, носителю заряда передаётся не только энергия, но и импульс фотона, перераспределение которого приводит к возникновению в кристалле направленного потока носителей зарядов. Такие фотоприёмники для области 10,6 мкм обычно производят из монокристаллов германия р - типа.

Их основные технические параметры:

- временное разрешение  $\tau$  - до  $10^{-10} \text{ с}$ ,
- большой динамический диапазон ( $10 \div 10^7 \text{ Вт/см}^2$ ),
- возможность работы при комнатной температуре,
- чувствительность порядка  $0,1 \div 1 \text{ В/МВт}$ .

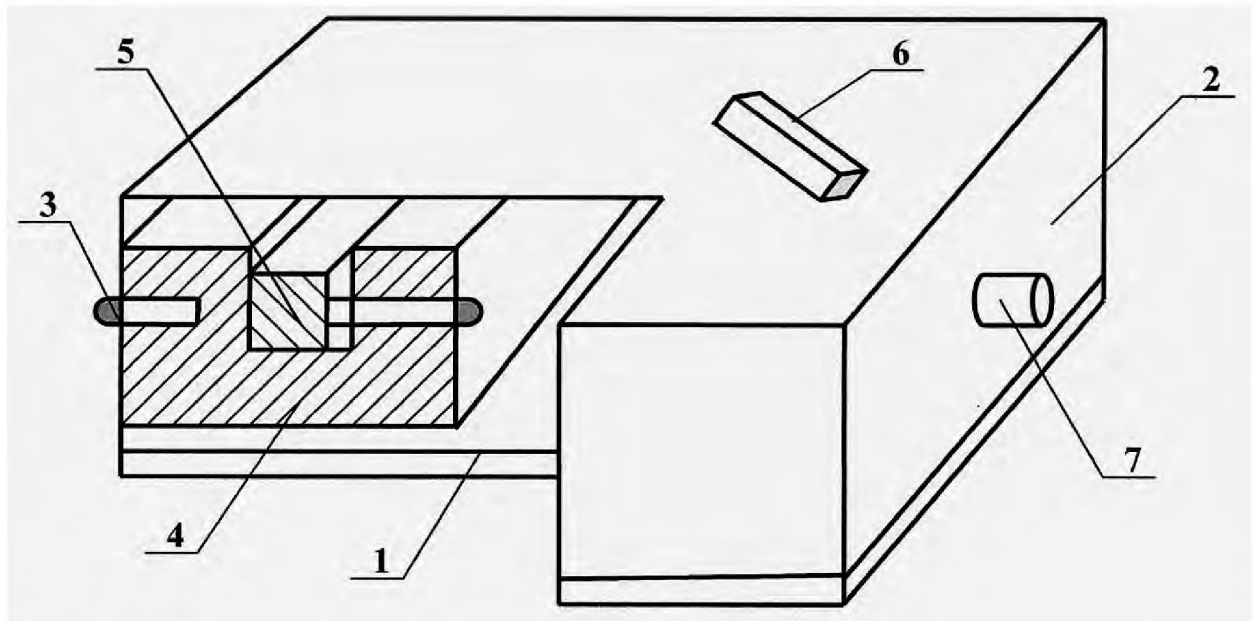
Временная постоянная этих приёмников определяется с помощью простой формулы (3.1)

$$\tau = \frac{nc}{L}, \quad (3.1)$$

где:  $n$  – показатель преломления,

$L$  – длина рабочего монокристалла фотоприёмника,

$c$  – скорость света.



1 – крышка,

2 – корпус

3 – крышка

4 – держатель кристалла

5 – рабочий кристалл,

6 – переключатель изменения рабочей длины кристалла,

7 – коаксиальный разъем

Рисунок 3.6 - Общий вид фотоприемника на фотонном увлечении дырок в германии

К многочисленным достоинствам этих приборов могут быть отнесены: стабильность параметров, высокая помехоустойчивость, возможность изготовления приёмников с большой площадью приёмной площадки, что позволяет их использовать не только в качестве измерителей формы импульса и мгновенной мощности, но и энергии лазерного импульса. Квант излучения  $\text{CO}_2$ -лазера -  $h\nu = 0,117$  эВ поглощается в германии  $p$ -типа главным образом за счёт внутризонного перехода между подзонами дырок с тяжёлой и лёгкой массами. При этом дырка воспринимает не только энергию, но также импульс фотона. Условие выполнения законов сохранения энергии и импульса приводит к необходимости перемещения дырок относительно решётки кристалла в направлении распространения излучения, что способствует появлению между торцами кристаллического стержня разности потенциалов, называемой - ЭДС фотонного увлечения -  $V$ . Зависимость величины ЭДС от мощности лазерного излучения

описывается формулой (3.2) [320]

$$V = \frac{C \times W_{p1} \times \rho \times (1 - R_1)}{S \times \hbar \times \omega}, \quad (3.2)$$

где  $C = e \times (-\tau_h \times v_h + \tau_L \times v_L)$  - константа образца,

$v_h$  и  $v_L$  - групповые скорости тяжёлых и лёгких дырок, соответственно,

$\tau_h$  и  $\tau_L$  - времена релаксации импульсов в двух системах дырок,

$e$  - заряд электрона,

$W_{p1}$  - пиковая плотность мощности лазерного импульса,

$\rho$  - удельное сопротивление кристалла,

$S$  - площадь приёмной площадки,

$R_1$  - коэффициент отражения от поверхности приёмника,

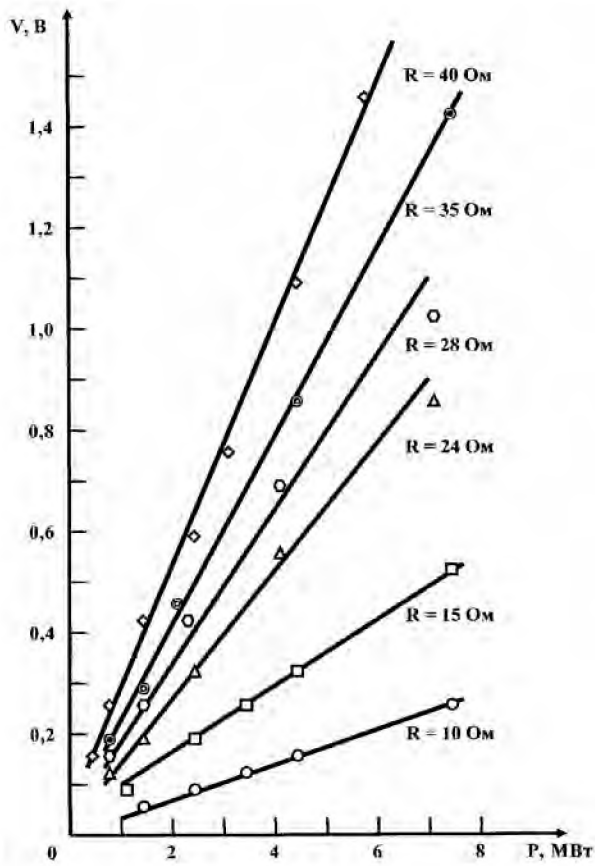
$\hbar = h/2\pi$  - постоянная Планка,

$\omega$  - угловая частота лазерного излучения,

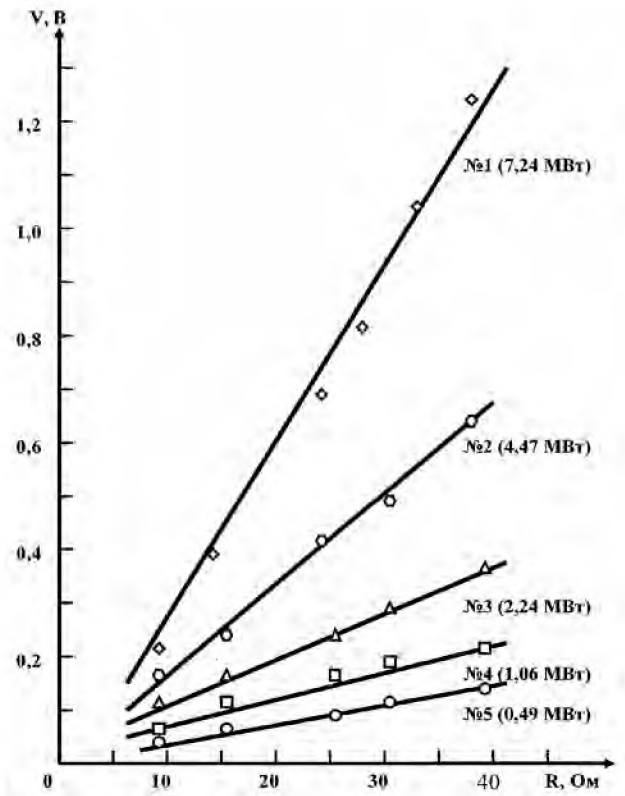
$\alpha$  - коэффициент поглощения рабочего перехода.

Для получения максимального значения ЭДС -  $V$  требуется оптимизация образца по следующим параметрам: удельному сопротивлению, площади приёмной площадки и длине кристалла. Как показано в работах [318-323], при комнатной температуре, оптимальные значения удельного сопротивления  $\rho \sim 1 \div 10 \text{ Ом} \times \text{см}$ , длины кристалла  $L \sim 4 \div 6 \text{ см}$ , а площадь приёмной площадки должна быть не менее размеров сечения направляемого на него лазерного луча.

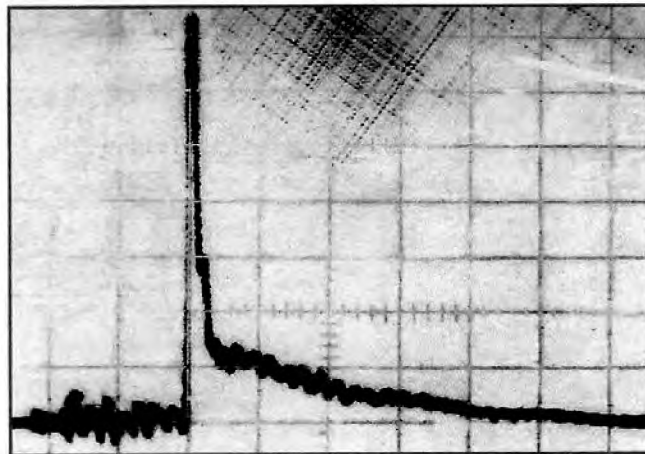
Так как к моменту начала описываемого ниже эксперимента, эти приёмники находились в стадии разработки и отечественной промышленностью не выпускались, то мы изготовили фотоприёмник самостоятельно. Общий вид этого прибора схематично показан на рисунке 3.6. Основным элементом фотоприёмника является стержень монокристалла германия с удельным сопротивлением  $\rho = 7 \text{ Ом} \times \text{см}$ . Размеры стержня -  $10 \times 10 \times 60 \text{ мм}^3$ . На боковой грани кристалла нанесено 7 омических контактов, что позволило снимать ЭДС фотонного увлечения с участков стержня различной длины, варьируя тем самым чувствительность прибора и его временное разрешение. Для защиты от электромагнитных помех кристаллический стержень был помещён в стальной корпус с переключателем, позволяющим снимать ЭДС с участков разной длины.



а) - Вольт-ваттные характеристики фотоприемника



б) - Зависимость выходного сигнала фотоприемника от сопротивления сигнала



в) Форма лазерного импульса, измеренная фотоприемником (1 мкс/дел)

Рисунок 3.7 - Характеристики фотоприёмника



Калибровка фотоприёмника проводилась путём измерения его вольт-ваттных характеристик на шести различных длинах рабочей зоны кристалла (рисунок 3.7 а). Была также исследована зависимость выходного сигнала  $V$  от сопротивления кристалла  $r$  (рисунок 3.7 б). Измерения этих параметров проведены в диапазоне мощностей воздействующего излучения  $10^5 \div 10^7$  Вт. Видно, что при  $W_{\text{PI}} \leq 5$  МВт/см<sup>2</sup>, вольт-ваттные характеристики приёмника линейны.

Линейны также зависимости  $V = f(r)$  при фиксированном уровне мощности, то есть работа данного прибора возможна на любом из шести диапазонов. Наиболее высокая чувствительность  $F$ , как и следует из формулы (3.4), наблюдается при максимальной рабочей длине германиевого стержня

$$F = (0,5 \pm 0,1) \times 10^{-6}, \quad (3.4)$$

Как показывают результаты совместных испытаний, значение  $F$ , измеренное на изготовленном нами приборе, не уступает фоточувствительности аналогичных приёмников, изготовленных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [323]. Изготовленный нами фотоприёмник имеет существенное отличие от известных аналогов - регулировку рабочей длины монокристалла, что позволяет, исходя из потребностей решаемой задачи, либо увеличивать временное разрешение приёмника, обратно пропорциональное рабочей длине германиевого стержня, либо повышать его чувствительность, прямо пропорциональную этому размеру. Использование приёмника с перестраиваемой рабочей длиной кристалла расширяет диапазон применений прибора в наносекундной области. Поэтому он может заменить, используемый ныне, комплект идентичных, но сменных приборов [320]. Второй приёмник, использовавшийся в описываемом ниже эксперименте, был любезно предоставлен нам И.Д. Ярошецким, которому автор выражает глубокую признательность.

### 3.2 Особенности возникновения плазменного образования вблизи поверхности оптических материалов и его взаимосвязь с их реальной оптической стойкостью

При средней плотности мощности лазерного излучения  $W_{\text{ср}} \geq 6 \div 10 \text{ Дж/см}^2$  перед поверхностями большинства образцов возникало плазменное образование. Момент его возникновения сопровождался яркой световой вспышкой вблизи образца и резким звуковым хлопком.

Таблица 3.1 – Пороги оптической стойкости прозрачных кристаллов к действию излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера

№ п/п	Материал	Плотность энергии излучения, Дж/см <sup>2</sup>	
		Сколы	Оптически обработанные образцы
1	NaCl	10,0	9,5
2	KCl	9,5	9,3
3	KBr	9,0	9,5
4	RbI	7,5	–
5	KPC-5	–	9,0
6	KPC-6	–	9,0
7	ZnSe	–	7,0
8	Ge	–	6,5
9	CsI	–	6,0
10	GaAs	–	6,0
11	KBr (состаренный)	5,0	–
12	AgCl <sup>*)</sup>	–	

<sup>\*)</sup> после воздействия первым импульсом ЛИ с плотностью энергии  $w = 6 \text{ Дж/см}^2$  возник плазменный факел и на поверхности образца появилось темное пятно неправильной формы. Поверхностные разрушения не наблюдались, образец повторно не испытывался.

Плазменное образование заметно снижало пропускание образцом лазерного излучения, что качественно регистрировалось на термобумаге, расположенной за образцом.

В таблице 3.1 приведены средние значения пороговой плотности энергии этого явления для 11 видов исследовавшихся в этом эксперименте кристаллов. Незначительная разница в порогах, хотя и имеет место, но она почти не превышает разброса в порогах для различных образцов одного и того же материала. На величине

порога более заметно сказывается качество поверхности образца.

В данной работе этот эффект был проверен на предварительно состаренных в атмосфере лабораторного помещения образцах сколов КВт.

В этом случае выколотые образцы бромида калия не подвергались немедленному воздействию, как обычно, а выдерживались в течение суток в лабораторном помещении. После такого старения поверхность образцов мутнела вследствие адсорбции паров воды из воздуха. Порог возникновения плазменного образования перед поверхностью этих образцов снижался примерно вдвое. Если в процессе воздействия возникал плазменный факел, то вокруг зоны воздействия и в ней самой поверхность образца эффективно очищалась. Форма и размеры данной зоны соответствовали форме и размерам плазменного факела. Площадь поверхности очищенной зоны составляла примерно  $1,5 \text{ см}^2$ . К сожалению, эффект лазерной очистки сопровождался растрескиванием приповерхностного слоя.

Плазменное образование способно возникать как вблизи входной, так и выходной поверхностей образца, или даже обеих одновременно. При воздействии на образцы материалов с низким показателем преломления ( $n$ ), таких как, например, ЩГК, плазменное образование несколько чаще возникало на выходной поверхности. В таком случае некоторое превышение плотности энергии над пороговым значением  $W_{\text{Еп}}$  приводило к возникновению плазменного образования не только вблизи выходной, но и около входной поверхностей (рисунок 3.8 г.). Последующий рост  $W_{\text{Еср}}$  позволял получить плазму лишь на входной поверхности и даже в воздухе перед ней. Наблюдались также случаи возникновения плазмы только в воздухе, когда она не соприкасалась с поверхностью образца. Фотографии образцов с различными вариантами возникавших плазменных образований вблизи них показаны на рисунке 3.8. С ростом величины показателя преломления образца растёт вероятность плазмообразования вблизи входной поверхности. При воздействии на образцы германия ( $n = 4,0$ ) и арсенида галлия ( $n = 3,28$ ) плазменный факел наблюдался только около входной поверхности. На выходной грани этих образцов зафиксировано лишь свечение (рисунок 3.9). Для появления свечения на поверхности и в объёме образцов (рисунки 3.8 а, 3.10) обычно достаточно воздействовать излучением при плотности энергии вдвое меньшей, чем необходимо для появления факела, а иногда и ещё меньше. Подобное свечение практически не оказывает влияния на эксплуатационные характеристики изделий из

кристаллов.

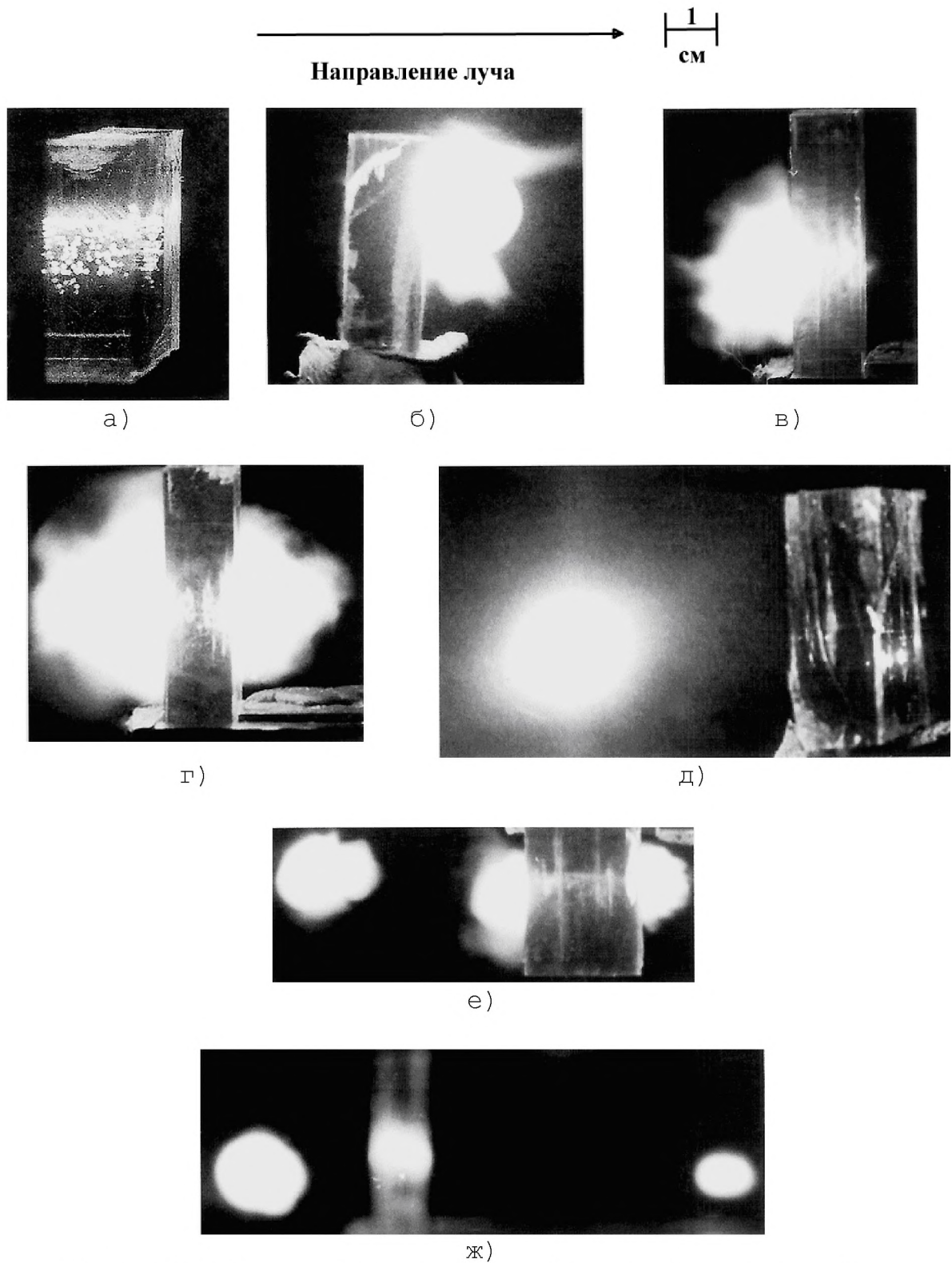


Рисунок 3.8 - Фотографии плазменных образований в объеме и вблизи поверхности выколотых образцов ЦГК

Время жизни плазменного образования  $\tau_{п} \approx 20 \div 25$  мкс существенно выше длительности воздействующего излучения, причём максимум интенсивности света

факела приходится на момент окончания процесса воздействия, а далее наблюдается экспоненциальное снижение интенсивности излучения. На рисунке 3.11 показаны типичные осциллограммы импульсов лазерного излучения и света плазменного факела на длине волны 0,63 мкм.



1  
см

Рисунок 3.9 - Свечение на выходной грани Ge;  $W_p \approx 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>



1  
см

Рисунок 3.10 - Свечение в объёме кристалла KCl, выколото по плоскостям спайности {100};  $W_p \approx 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>

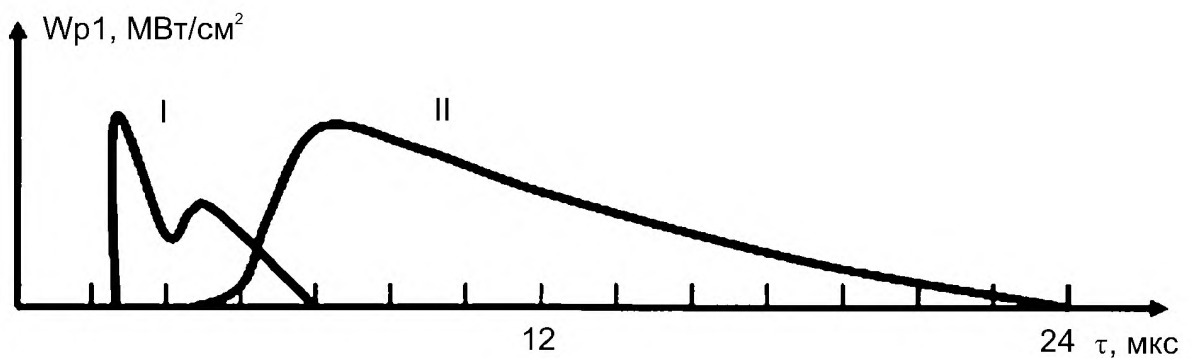


Рисунок 3.11 - Форма импульса свечения плазмы факела (II,  $\lambda = 0,63$  мкм), образовавшегося на поверхности образца в результате воздействия лазерного импульса (I)

При исследовании в одном эксперименте процесса возникновения плазменного образования вблизи поверхности весьма различающихся по своим свойствам монокристаллов неожиданно выяснилось, что пороги возникновения этого явления в образцах, использовавшихся в данной работе, очень близки между собой, невзирая на существенную разницу в физико-химических свойствах материалов, из которых они были изготовлены. Гораздо более важным фактором, влияющим на величину порога появления плазменного образования около поверхности образца, явилось качество поверхности кристалла, в частности, наличие в приповерхностном слое адсорбированной воды [161-166]. Так как стандартный процесс оптической обработки обычно проводится с участием воды на той или иной стадии, то, возможно, этот факт является существенным в выявлении причины столь малой разницы в значениях порогов возникновения плазменного факела.



60  
мкм

а) KCl;  $W_p = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>



170  
мкм

б) KPC-6;  $W_p = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>



200  
мкм

в) ZnSe;  $W_p = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>

Рисунок 3.12 - Розетки двулучепреломления вокруг объемных повреждений

Представляет интерес и другой факт: порог возникновения плазменного образования перед поверхностью прозрачной мишени на порядок ниже порога оптического пробоя воздуха лабораторного помещения при том же сечении лазерного луча и весьма близок к порогу возникновения пробоя воздуха перед непрозрачной преградой [176, 177]. Процесс плазмообразования при действии импульсного излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм на преграду значительно отличается от подобного явления, наблюдаемого при использовании излучения видимой и ближней ИК - областей спектра. Вынос массы материала с поверхности мишени в данном случае весьма незначителен, то есть испарительная стадия процесса воздействия пренебрежимо мала. В этой ситуации роль паров воды, испарённых с поверхности образца, очень велика, так как вода, видимо, преобладает в парах вещества вблизи преграды. Тогда пробой воздуха инициируется пробоем в парах воды, которых оказывается вполне достаточно, чтобы «зажечь» данный процесс. На этом явлении основан механизм «лазерной» очистки [164], заключающейся в удалении с поверхности оптического элемента адсорбированной влаги.

Интересны сведения о влиянии показателя преломления материала образца на вероятность появления плазменного образования вблизи входной и выходной поверхностей. Это явление подробно исследовано, как экспериментально, так и теоретически, при разрушении стекол излучением твердотельных лазеров, сфокусированным короткофокусной линзой [324]. Вероятность оптического пробоя около выходной грани оказывается выше, чем около входной поверхности. Данный эффект вызван влиянием френелевских отражений от поверхностей образца. При интерференции основного луча с отражённым меняется реальное значение плотности мощности на соответствующем участке образца. Максимум интенсивности излучения наблюдается на расстоянии  $\lambda/4$  от поверхности, причём на выходной поверхности пучность расположена в объёме материала, а на входной - в воздухе. За счёт этого пороги повреждения входной -  $W_{\text{ВВХ}}$  и выходной -  $W_{\text{ВВЫХ}}$  поверхностей различаются и связаны между собой соотношением (3.4)

$$\frac{W_{\text{ВВХ}}}{W_{\text{ВВЫХ}}} = \frac{4n^2}{(n + 1)^2}, \quad (3.4)$$

Эта формула, выведенная теоретически, подтверждена экспериментально. В нашем эксперименте сечение луча было практически одинаковым как на входной, так и

на выходной поверхностях, поскольку фокусировка производилась длиннофокусной линзой, и исследуемый образец полностью располагался в каустике линзы. Тем самым моделировались условия прохождения реального лазерного луча через оптический элемент, поэтому на передней поверхности наблюдалась интерференция основного луча с отражениями от обеих поверхностей.

При воздействии на образцы материалов с невысоким показателем преломления, таких как ЩГК, плазменное образование возникало и на входной и на выходной поверхностях (хотя на выходной и несколько чаще). Тогда, как в полупроводниках, имеющих высокий показатель преломления - германии и арсениде галлия - только на входной поверхности, интенсивность излучения на которой, за счёт высокого значения френелевского отражения, была заметно выше, чем на выходной.

Если в экспериментах с малыми зонами облучения влияние плазменного образования на процесс воздействия было сравнительно небольшим, то при больших площадях зоны воздействия плазменное образование, в котором за малое время выделяется заметная энергия, становится источником разного рода вторичных воздействий на оптический элемент, которыми уже нельзя пренебрегать. Рассмотрим вкратце особенности такого воздействия, а далее приведём результаты специально поставленных экспериментов, проведённых с целью их выявления и изучения. Значительная доля энергии лазерного импульса выделяется в плазменном образовании, что приводит к его нагреву до температуры  $\sim 10^4$  К. Разлёт плазмы происходит с весьма высокой скоростью  $\sim 1\div 5$  км/с [177]. Действие подобных плазменных потоков на поверхность ЩГК достаточно подробно рассмотрено в [178]. Механический импульс потока плазмы релаксирует в кристалле в условиях теплового контакта плазменного образования с его поверхностью. Поэтому термомеханическое воздействие такого импульса способно привести к заметному повреждению оптического элемента.

Существует и другой фактор воздействия лазерной плазмы на оптический элемент. Это так называемый «эффект переизлучения» [177, 317], сущность которого заключается в том, что некоторая, весьма заметная, доля энергии лазерного импульса, поглощённая в плазме, затем частично переизлучается и также может воздействовать на исследуемый материал. Лазерная плазма является широкополосным источником не только видимого и ИК - света, но и имеет весьма заметные УФ, ВУФ и даже рентгеновскую компоненты. Энергетический баланс спектрального состава излучения плазменного образования, естественно, существенно зависит от условий воздействия.



### 3.3 Морфология объёмных и поверхностных повреждений оптических материалов, возникающих в результате воздействия

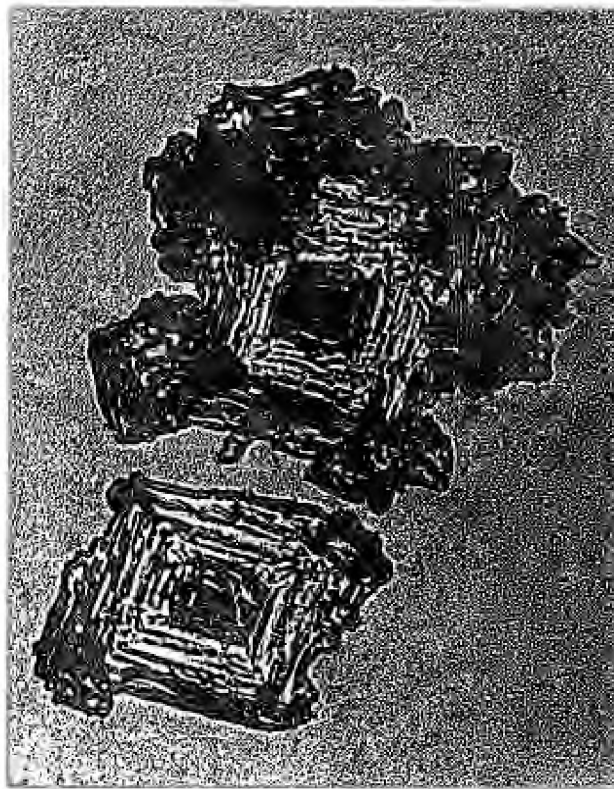
В использовавшихся в эксперименте образцах (кроме селенида цинка) до воздействия не замечалось сколько либо заметного рассеяния в луче гелий-неонового лазера. С помощью светового микроскопа видимых дефектов структуры кристалла также выявить не удалось. Исключение представляли образцы монокристаллов селенида цинка, в объёме которых наблюдались центры рассеяния - тетрагональные поры размером до 30 мкм.

Как отмечалось выше, уже при допороговых потоках, при плотности энергии лазерного импульса  $\sim 1 \div 5$  Дж/см<sup>2</sup>, в объёме и на поверхности образцов наблюдалось характерное свечение (рисунки 3.9, 3.10). В зоне, где наблюдалось свечение, после воздействия с помощью световой микроскопии, выявлялись специфические структурные микродефекты. Морфология этих дефектов заметно зависела от физико-химических свойств материала.

В то же время, несмотря на различие в свойствах столь разных материалов, появившиеся дефекты имели много общего между собой. В приповерхностном слое большинства кристаллов появились микрократеры. На поверхности пластичных ионных и полупроводниковых кристаллов обнаруживались не только кратеры, но и поднятия. Форма некоторых из них, например, в CsI, КРС-5, КРС-6, имела правильную пирамидальную огранку. Морфология этих дефектов свидетельствует, что природа их образования идентична: все они являются следствием точечного микровзрыва в объёме кристалла вблизи поверхности (рисунок 3.12).

Объёмные дефекты также, по-видимому, возникли в результате выделения энергии лазерного излучения в локальном микрообъёме кристалла за весьма короткое время. Объёмная концентрация таких дефектов достигает  $10^3 \div 10^5$  см<sup>-3</sup>. Эти нарушения структуры являются концентраторами значительных внутренних напряжений, приводящих к возникновению вокруг них розеток двойного лучепреломления. Если дефекты сопровождаются микротрещинами, то розетки

значительно меньше. Размер дефектов может достигать  $50\div 100$  мкм. В селениде цинка такие повреждения зачастую возникали на тетрагональных порах. В пластинках монокристаллического германия повреждения часто появлялись на дефектах оптической обработки, таких как царапины и «точки». В этом эксперименте нам не удалось выявить дефекты структуры, ответственные за такие повреждения в образцах остальных материалов. Присутствие в оптическом элементе подобных микроповреждений практически не сказывается на коэффициенте пропускания образца, измеренном с помощью ИК - спектрофотометра. Подобные повреждения лазерных оптических элементов обычно слабо сказываются на их работоспособности и не являются катастрофическими. Однако, следует отметить, что дефекты в оптических элементах заметно рассеивают лазерное излучение. Поэтому присутствие в силовой оптике таких повреждений, безусловно, является нежелательным.



1  
мм

Рисунок 3.13 - Пирамидальные каверны на поверхности пластины NaCl;  $W_p = 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>

Возникновение плазменного образования вблизи поверхности образцов большинства материалов сопровождается появлением характерных поверхностных

повреждений, наблюдаемых невооружённым глазом. Повреждение щёлочно-галогидных монокристаллов проявлялось в растрескивании приповерхностного слоя той грани, вблизи которой наблюдался плазменный факел. Глубина этих микротрещин обычно достигала  $\sim 1$  мм. В пластичных ионных кристаллах на повреждаемой поверхности появлялась достаточно устойчивая окраска и характерные следы кристаллографического скольжения. В образцах германия и арсенида галлия заметно возрастало число микрократеров, а в ZnSe возникали трещины. Как уже сообщалось ранее, плазменное образование само по себе является серьёзным поражающим фактором, поэтому правомочен вопрос: возникает ли плазма вследствие появившихся повреждений поверхности образца или кристалл повреждается образовавшейся плазмой?

Для выяснения этого вопроса был проведён прямой эксперимент: вблизи облучаемого образца кристалла NaCl параллельно лазерному лучу, но так, чтобы воздействие излучения было исключено, устанавливался аналогичный образец. В этом случае поверхность этого образца соприкасалась с разлетающейся плазмой факела, возникающей на первом образце. Поверхность образцов, находившихся в зоне бокового разлёта плазмы, также растрескивалась, хотя и не столь заметно, как грань кристалла, поражавшегося излучением лазера. Таким образом, было установлено, что растрескивание приповерхностного слоя образцов ЩГК происходит, главным образом, вследствие контакта с возникшим плазменным образованием.

Повреждения, возникшие в образцах, поражённых при воздействии лазерного излучения, имеют характерную морфологию. Поскольку исследовавшиеся монокристаллы по своим физико-химическим свойствам оказалось целесообразно подразделить на три подгруппы, то и изложение результатов эксперимента по воздействию, а также их анализ, удобней проводить по этим же подгруппам.

Начнём с подгруппы щёлочно-галогидных монокристаллов. В эксперименте исследовались образцы 4-х видов кристаллов из этой подгруппы: NaCl, KBr, KCl и RbI. Образцы первых трёх кристаллов были двух типов - с полированной поверхностью, а также огранённые путём раскалывания по плоскостям спайности  $\{100\}$ . Образцы йодистого рубидия были только второго вида. Основные эксперименты проводились на образцах с поверхностью чистого скола, соприкасавшейся с атмосферой помещения не более 1÷3 минут до момента

воздействия. На тех гранях монокристаллов, около которых возникало плазменное образование, всегда появлялась сетка взаимно ортогональных микротрещин длиной до  $10\div 15$  мкм. Растрескивание происходило по плоскостям спайности. Как правило, глубина трещин на поверхности скола  $\sim 0,1$  мм, но встречались трещины глубиной до  $1\div 2$  мм. Площадь повреждённой поверхности достигала  $\sim 1,5$  см<sup>2</sup>. Средняя плотность возникших трещин на поверхности приблизительно  $10\div 15$  см<sup>-1</sup> (рисунок 3.13). В центре повреждённой зоны часто наблюдался «крест» из двух основных трещин, глубина которых заметно больше других. Плотность трещин, возникших на поверхности оптически обработанных образцов, была на порядок выше. Поражённая область на полированной поверхности (даже на свежеполированной) имела резко выраженную границу, что мы относим на счёт «лазерной» очистки. Характерно, что граница такой очищенной зоны совпадала геометрически с размерами плазменного образования и заметно отличалась от прямоугольной формы отпечатка лазерного луча.

Превышение плотности энергии лазерного излучения в  $2\div 3$  раза над пороговым значением иногда приводило к появлению объёмных макротрещин вблизи дефектов (рисунок 3.13 а). Для подобного случая характерно также образование крупных каверн на поверхности образцов, и даже возможно катастрофическое разрушение образца (дробление на множество мелких осколков). Следует отметить, что в отдельных образцах, в случае, когда наблюдался ранний отрыв плазменного образования от поверхности образца и движении его навстречу лазерному лучу (рисунок 3.8 ж) следы заметных разрушений отсутствовали как в объёме, так и на поверхности.

В приповерхностном слое некоторых образцов ЩГК, соприкасавшихся с плазмой, наблюдалась генерация короткоживущих центров окраски. Поверхность монокристаллов NaCl окрашивалась в желтоватый цвет, KCl - в сине-фиолетовый, а KBr - в зеленоватый. Визуально, следы этой окраски обычно исчезали через  $2\div 3$  минуты после воздействия.

Из подгруппы пластичных ионных монокристаллов были исследованы наиболее часто применяемые в ИК - области материалы: CsI, KPC-5, KPC-6, AgCl. Морфология повреждений в пластичных ионных кристаллах заметно отличалась от наблюдавшихся в ЩГК. На поверхностях образцов, вблизи которых возникал

плазменный факел, появлялись следы кристаллографического скольжения (рисунок 3.12 б). Форма деформированных участков размером  $3\div 10$  мм близка к округлой. Зачастую эти участки изменяли свою окраску, темнели. Следы потемнения сохранялись в течение длительного времени. Пропускание потемневших областей в ИК - области после воздействия заметно снижалось (до  $20\div 40$  %). В процессе измерения спектра пропускания образца хлорида серебра в спектрофотометре «Hitachi-225» (рабочая температура внутри прибора -  $40^{\circ}\text{C}$ ) происходил частичный отжиг этих областей, но полностью окраска не удалялась, и пропускание в ИК - области до конца не восстанавливалось.

Значительно меньше повреждений возникало на поверхности полупроводниковых монокристаллов ZnSe, GaAs и Ge. В зоне воздействия наблюдались отдельные очаговые дефекты - выколы или микрократеры, имеющие суммарную площадь менее  $0,1\text{ см}^2$ . Присутствие таких повреждений в образцах этих кристаллов практически не влияет на коэффициент пропускания в ИК - области. В отличие от материалов других подгрупп, морфология таких повреждений в полупроводниковых монокристаллах заметно отличалась друг от друга. Порог возникновения таких повреждений весьма слабо связан с порогом появления плазменного образования. Так как, в исходных образцах селенида цинка присутствовали центры рассеяния - тетрагональные поры, то основные повреждения возникали именно на этих дефектах. На поверхности образцов арсенида галлия наблюдались микрократеры, микротрещины и даже микроучастки с изменившимся цветом. На поверхности образцов германия наблюдались только микрократеры и поднятия, располагавшиеся преимущественно на дефектах оптической обработки, таких как царапины. Появление вышеперечисленных повреждений далеко не всегда сопровождалось возникновением плазменного образования. Тем не менее, с ростом плотности энергии воздействующего излучения концентрация этих дефектов возрастала.

Соотношение площадей повреждённых участков и сечения лазерного луча в зоне воздействия различается для кристаллов вышеупомянутых подгрупп. Для ЩГК эта величина составляет  $\sim 0,5\div 2$ ; для пластичных ионных кристаллов -  $\sim 0,2\div 0,5$ ; а для полупроводников - менее  $\sim 0,2$ . Следует отметить, что подобные повреждения легко удаляются с поверхности пластичных ионных и полупроводниковых монокристаллов

путём переполитровки.

Даже при плотности мощности излучения, меньшей порога возникновения плазменного образования, «лазерные дефекты» начинали появляться во многих кристаллах (например, NaCl, KBr, KCl, KPC-5, KPC-6, CsI, ZnSe). Это происходило при средней плотности энергии излучения менее 5 Дж/см<sup>2</sup>. Морфология дефектов и определённая хаотичность их расположения в образце свидетельствуют, что данные повреждения возникли вследствие явления, феноменология которого изучена весьма подробно, - оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях. Качество образцов исследовавшихся материалов весьма различалось (в данной серии экспериментов использовались, в основном, образцы монокристаллов, выпускаемых промышленностью). Однако, лишь в исходных образцах селенида цинка с помощью светового микроскопа удалось выявить микронеоднородности, способные служить очагами оптического пробоя, - тетрагональные поры. При этом следует отметить, что эти экспериментальные образцы были получены с помощью неотработанного технологического процесса, то есть, строго говоря, фактически являлись технологическим браком.

В других кристаллах лучшего оптического качества с помощью существующих методов обнаружения однозначно выявить до воздействия поглощающие неоднородности, ответственные за подобные повреждения, крайне трудно, а подчас и практически невозможно, несмотря на то, что объёмная концентрация повреждений на поглощающих неоднородностях, наблюдаемых с помощью микроскопа в облучённых образцах, достигает величины 10<sup>5</sup> см<sup>-3</sup>. Возникшие повреждения размером до 50÷100 мкм, естественно, рассеивали лазерное излучение, но на практике (с эксплуатационной точки зрения), зачастую, приходится мириться с дефектами подобного рода, так как целостность оптической детали при этом не нарушается и заметного уменьшения интенсивности прошедшего излучения не происходит.

Резкое снижение пропускания в исследовавшихся монокристаллах наблюдалось лишь при возникновении плазменного образования перед поверхностью образца, что происходило при плотности энергии  $W_{\text{Еп}} = 6 \div 10 \text{ Дж/см}^2$ . Хотя и не во всех материалах при этом наблюдались серьёзные повреждения, мы считаем, что порог возникновения плазменного образования и является реальным порогом стойкости оптических материалов для импульсных СО<sub>2</sub> - лазеров. В то же время это

плазменное образование является мощным источником вторичного воздействия - теплового, механического и светового.

Возникновение плазменного образования сопровождалось резким ростом степени повреждения в образцах большинства исследованных нами материалов. Характер зафиксированных повреждений существенным образом зависит от физико-химических свойств материала. При анализе морфологии возникших дефектов наглядно проявилась разница между различными подгруппами материалов.

В щёлочно-галлоидных монокристаллах, которые являются хрупкими материалами с низким пределом прочности, основным типом повреждений было растрескивание поверхности. В пластичных ионных кристаллах, имеющих низкий предел текучести, в результате воздействия возникает кристаллографическое скольжение, то есть происходит пластическая деформация. На поверхности полупроводниковых кристаллов германия и арсенида галлия - материалах с хорошими механическими свойствами - зафиксированы незначительные повреждения, вызванные оптическим пробоем поглощающих микронеоднородностей в приповерхностном слое.

Повреждения поверхности ионных кристаллов наблюдались только в местах контакта образца с плазменным образованием. Они присутствовали как в зоне непосредственного воздействия лазерного излучения, так и в прилегающих к ней областях. На наш взгляд, полученные экспериментальные результаты дают основание полагать, что эти участки являются местами релаксации термомеханического воздействия плазменного образования на образец кристалла. Как известно, механические характеристики поверхности оптических элементов после обработки, которая всегда сопровождается образованием трещиноватого слоя, несколько ухудшаются по сравнению с поверхностью чистого скола. Это сразу сказывается на стойкости образца к воздействию плазменного образования - плотность трещин на поверхности резко возрастает.

Ионные кристаллы весьма чувствительны к воздействию радиации. Воздействие жёсткого коротковолнового излучения, поглощённого материалом, вызывает появление в монокристалле точечных дефектов, называемых центрами окраски [111]. Присутствие этих дефектов в кристаллах обнаруживается по появлению в спектре пропускания полос поглощения, обычно наблюдаемых в

видимой области. Наиболее часто встречаются так называемые F - центры, образующиеся при захвате вакантным анионным узлом электрона, который выбит жёстким квантом из катиона. F - центры, как впрочем и другие точечные дефекты, склонны к коагуляции с образованием более сложных дефектов, вплоть до образования коллоидов металла. Окраска ЩГК, наблюдавшаяся сразу после воздействия лазерного импульса сверхпороговой интенсивности, соответствует F - полосам этих монокристаллов. В ЩГК F - центры могут создаваться за счёт распада электронных возбуждений в результате действия ВУФ - излучения [111]. Энергия, необходимая для образования одного F - центра, имеет величину  $\sim 1$  КэВ. Концентрация F - центров, позволяющая визуально наблюдать окраску, составляет приблизительно  $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При глубине окрашенного слоя  $\sim 0,1 \div 1$  мм, которую мы наблюдали в наших экспериментах, из этих данных можно оценить, что на создание F - центров затрачивается примерно  $(10^{-8} \div 10^{-4}) \times W_{\text{Еср}}$ . Эта энергия поступает в образец от излучения образовавшейся воздушной плазмы. Окраска галоидов серебра и таллия, а также CsI, более устойчива и обусловлена, видимо, прямым образованием мелкодисперсных коллоидов металла, возникших в результате фотолиза матрицы. В самом деле, эти монокристаллы имеют коротковолновый край поглощения в ближней УФ и, отчасти, в видимой областях спектра, то есть по сравнению с ЩГК он заметно сдвинут в длинноволновую область. Следовательно, они поглощают значительно большую дозу излучения плазменного образования, которая, ввиду склонности данных галоидов к фотолизу, приводит к образованию коллоидных частиц.

В полупроводниковых кристаллах, обладающих гораздо более высокой радиационной стойкостью, какие-либо остаточные радиационные эффекты при визуальном осмотре не обнаружены.



### 3.4 Особенности прохождения импульса излучения CO<sub>2</sub>- лазера через плазму оптического пробоя воздуха.

Прежде, чем провести эксперимент по исследованию прохождения импульса излучения CO<sub>2</sub> - лазера через прозрачные кристаллы, был исследован процесс прохождения через плазму оптического пробоя воздуха. С целью дополнительной калибровки измерительной схемы был определён порог оптического пробоя воздуха лабораторного помещения. Было обнаружено, что при использовании длиннофокусной линзы с каустикой размером 3×4 мм<sup>2</sup> вероятность оптического пробоя составляет 0,5 при плотности мощности  $W_{P1} \sim 200$  МВт/см<sup>2</sup>. При  $W_{P1} \sim 100$  МВт/см<sup>2</sup> в фокальном объёме наблюдались отдельные светящиеся центры. Зависимость величины порога оптического пробоя воздуха от размеров каустического объёма объясняется в работе [317] наличием в нём значительного количества поглощающих твёрдых частиц, аэрозолей и др., снижающих величину порога.

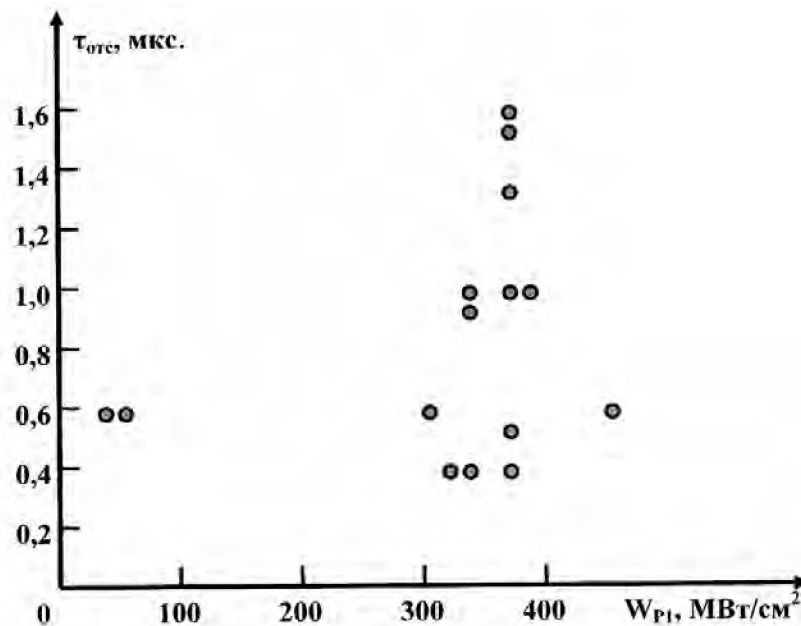


Рисунок 3.14 - Измеренные значения  $\tau_{отс}$  при различных значениях  $W_{P1}$  при пробое воздуха лабораторного помещения в отсутствие мишени

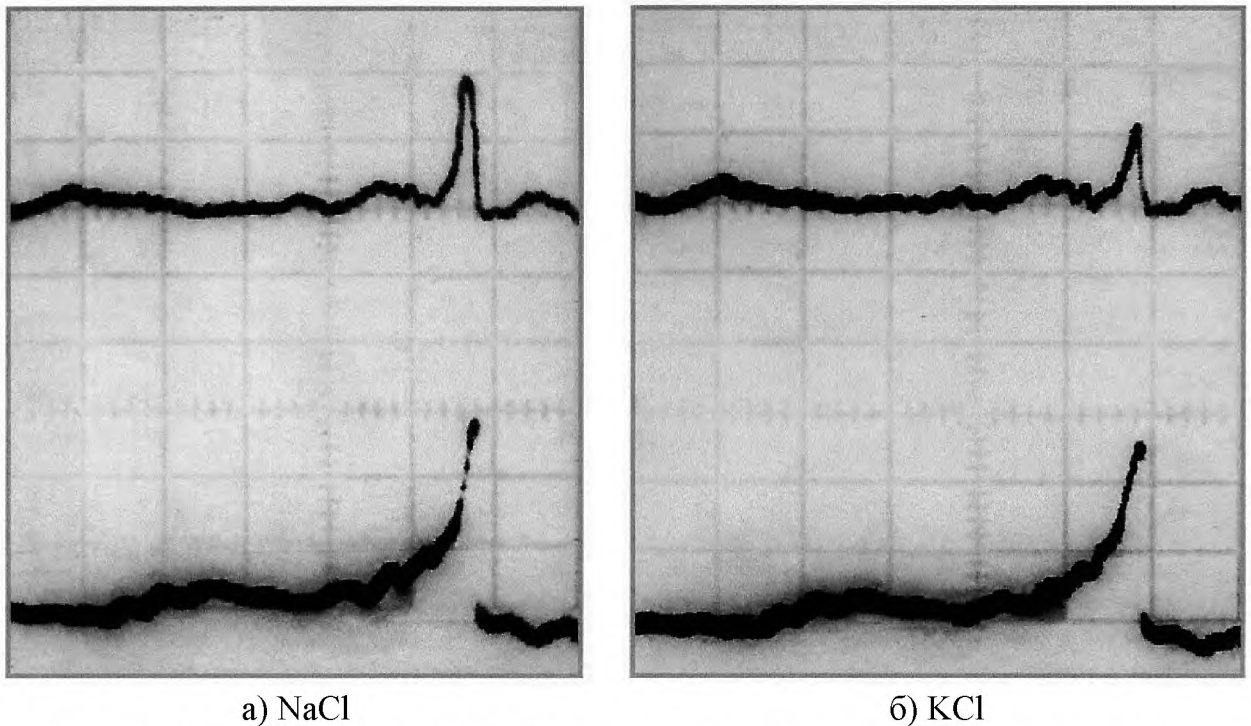


Рисунок 3.15 - Осциллограммы воздействующего (нижний луч) и прошедшего (верхний луч) импульсов (0,5 мкс/дел);  $W_{P1} = 230 \text{ МВт/см}^2$

В случае оптического пробоя воздуха лабораторного помещения пиковая часть лазерного импульса проходила через возникшее плазменное образование практически без искажений. Причём в исследованном диапазоне плотностей мощности нами не обнаружено уменьшение амплитуды сигнала после прохождения через воздушную плазму. Примерно через 1 мкс после начала генерации прохождение излучения через плазменное образование практически прекращалось, то есть наблюдалось так называемое явление отсечки излучения, описываемое во многих работах, например, [174,175]. Время отсечки  $\tau_{отс}$  в этом случае флуктуировало случайным образом от импульса к импульсу (рисунок 3.14). Время  $\tau_{отс}$  по сути дела является временем нарастания плотности электронов и ионов в плазме до некоторой величины  $N_{крит}$ , при которой плазменное образование становится непрозрачным для используемого лазерного излучения. На рисунке 3.14 наглядно видно, что  $\tau_{отс}$  имеет вероятностную природу и в исследованном диапазоне не зависит от интенсивности воздействующего излучения, что подтверждает очаговую модель оптического пробоя реального воздуха [317]. Размеры инициирующих пробой поглощающих частиц пыли, аэрозолей и др. малы, а количество их в фокальном объёме сравнительно невелико и может резко

различаться от импульса к импульсу. Следовательно, энергия пиковой части импульса, затрачиваемая на их «поджиг», много меньше амплитуды импульса, а кинетика роста плотности плазменного образования в каждом конкретном случае различна.

Введение преграды в лазерный луч заметно меняет картину оптического пробоя, порог которого резко снижается. Отсечка устойчиво наблюдается уже при величине  $W_{P1}$  порядка  $20 \div 50$  МВт/см<sup>2</sup>, причём в данном случае значение  $\tau_{отс}$  довольно хорошо воспроизводится от импульса к импульсу. На рисунке 3.15 показаны осциллограммы импульсов генерации и прошедшего через образец излучения. Видно, что хвостовая часть лазерного импульса заметно поглощается при прохождении через область пробоя. На рисунке 3.16 приведены зависимости времени отсечки от амплитудного значения плотности мощности лазерного излучения для 13 исследованных монокристаллов: NaCl, KCl, KBr, RbI, BaF<sub>2</sub>, AgCl, КРС-5, КРС-6, CsI, ZnS, ZnSe, GaAs, Ge. Из приведённого графика следует, что величина  $\tau_{отс}$  в пределах точности эксперимента практически не зависит от материала мишени. С ростом интенсивности воздействующего излучения значение  $\tau_{отс}$  резко уменьшается. Выпадение из общей зависимости некоторых точек, измеренных на отдельных образцах KBr, NaCl, КРС-5 может быть объяснено низким качеством их поверхности.

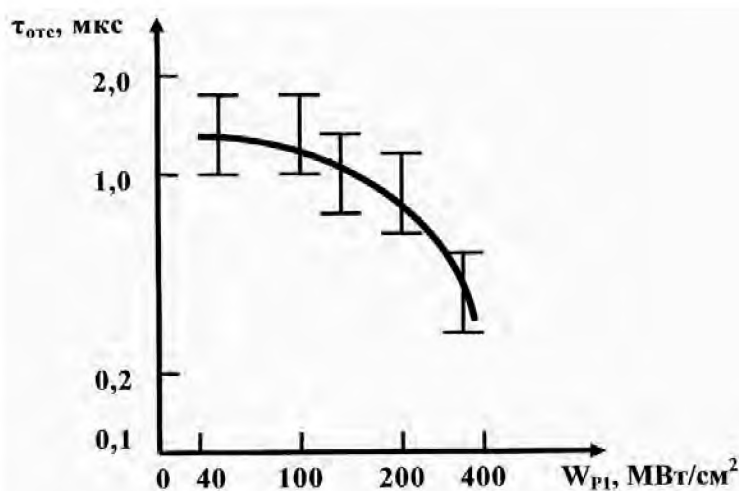


Рисунок 3.16 - Зависимость времени отсечки ( $\tau_{отс}$ ) от амплитудного значения плотности мощности лазерного излучения ( $W_{P1}$ )

Приведённые экспериментальные данные свидетельствуют, что различие в материалах прозрачного образца, несмотря на значительное разнообразие их физико-химических свойств, практически не влияет на зависимость величины времени отсечки от плотности мощности воздействующего излучения. Этот экспериментально зафиксированный факт позволяет предположить, что эффект отсечки вызван, прежде всего, поглощением излучения плазменным образованием, возникающим вблизи поверхности образца. В работах [172-177] проведены спектральные исследования плазменных образований, полученных в сходных условиях при воздействии на различные, преимущественно непрозрачные конструкционные материалы. В спектрах излучения плазменных образований присутствуют, главным образом, линии ионов азота и кислорода, хотя и наблюдаются некоторые линии материала мишени. Таким образом, можно констатировать, что плазменное образование низкопорогового оптического пробоя воздуха, возникающее при действии лазерного импульса на поверхность прозрачного образца, поглощает хвостовую часть лазерного импульса, начиная с некоторого момента времени, зависящего от интенсивности воздействующего излучения. Пиковая часть этого импульса проходит через плазменное образование в воздухе без заметных потерь. То есть, прохождение излучения пиковой и хвостовой частей лазерного импульса через оптический элемент в условиях плазмообразования резко различается.

### 3.5 Особенности прохождения пиковой части лазерного импульса через прозрачные оптические элементы

В разделе 3.4 рассмотрено влияние интенсивности лазерного излучения на интервал времени, в течение которого оптический элемент, даже при возникновении оптического пробоя газа перед поверхностью, может считаться вполне прозрачным. Этот результат весьма важен для ряда практических применений оптических элементов в мощных лазерных системах, работающих на предельно возможных уровнях выходной мощности. В данном разделе рассмотрены особенности прохождения интенсивного лазерного импульса через 13 оптических монокристаллов за время его прозрачности. Приведены результаты исследования зависимости отношения амплитудных значений прошедшего через образец лазерного импульса к воздействию  $(W_{P2}/(1-R) \times W_{P1})$  от плотности мощности излучения, воздействующего в данный момент времени на кристалл -  $W_{P1}$ . Значения потерь на френелевское отражение и линейное поглощение в эту величину не входят, так как учтены при её расчёте. Нелинейные потери излучения в образцах, мерой которых, по сути дела, является величина  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1}$ , с ростом плотности мощности воздействующего импульса заметно увеличивались.

По величине этих нелинейных потерь исследованные нами монокристаллы можно условно разделить на три подгруппы. К первой группе можно отнести хлориды натрия и калия NaCl, KCl, и, отчасти, бромид калия KBr, в которых сравнительно невелика величина таких потерь. Ко второй группе можно отнести оставшиеся заметно поглощающие кристаллы, кроме полупроводников германия и арсенида галлия, составляющих группу значительно поглощающих материалов. Величина таких нелинейных потерь заметно зависит от числа воздействующих на один и тот же участок импульсов излучения -  $N$ . На рисунке 3.17 приведены зависимости величины потерь  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1}$  от величины  $N$  для хрупкого монокристалла NaCl и пластичного CsI. Плотность мощности воздействующего излучения поддерживалась на уровне  $W_{P1} \sim 370 \text{ МВт/см}^2$ . Воздействие производилось

на один и тот же участок образца 10 лазерными импульсами, излучавшимися последовательно, с частотой  $\sim 0,01$  Гц. Регистрировались данные о воздействии каждого лазерного импульса. При проведении данного эксперимента наблюдалось заметное повреждение образцов, причём рост потерь излучения в них соответствовал кинетике накопления ущерба в кристаллах.

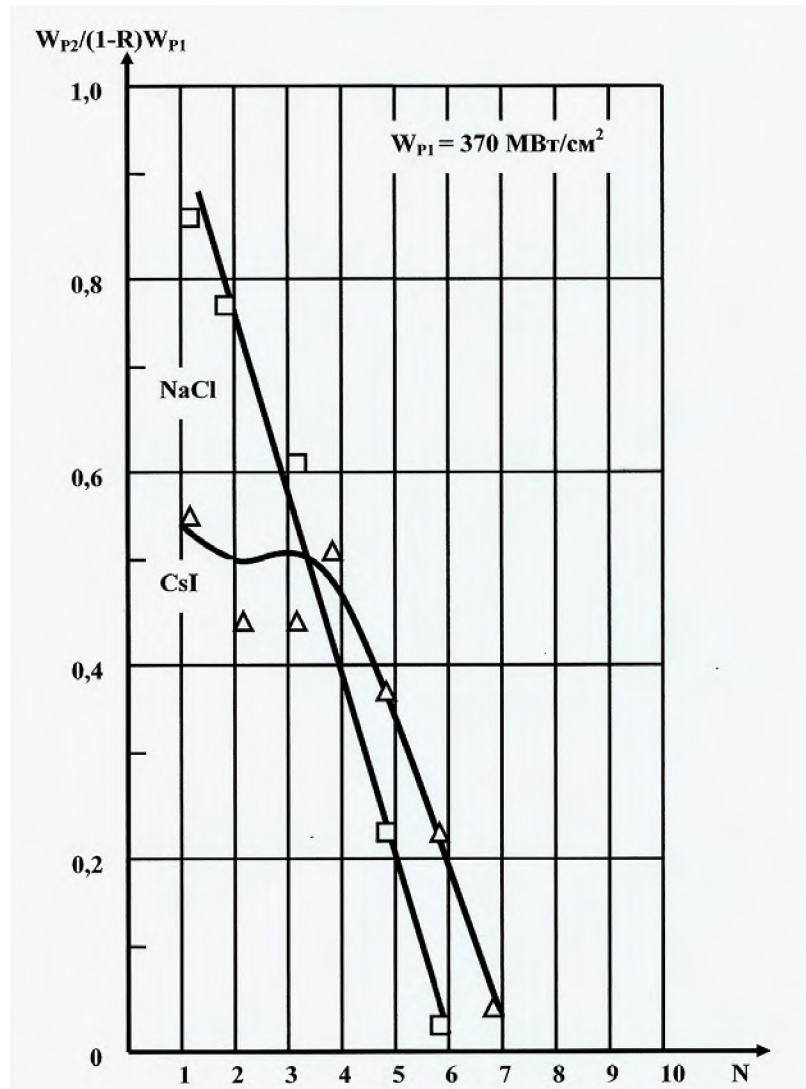


Рисунок 3.17 - Зависимость отношения амплитуд прошедшего через образец сигнала к воздействию ( $W_{P2}/(1-R)W_{P1}$ ) от числа воздействующих импульсов ( $N$ )

В образцах германия повреждения локализовались в приповерхностном слое, глубина которого постепенно возрастала (результаты исследований морфологии повреждений в монокристаллах германия изложены в главе 4). В CsI воздействие излучения приводило к фотолизу материала в приповерхностном слое и его пластической деформации. Многие образцы ЩГК катастрофически разрушались первым же импульсом. Большая часть образцов KCl и KBr выдерживала не более 2÷4

импульсов, в результате воздействия которых они разлетались на мелкие осколки. Образцы NaCl обычно выдерживали  $\sim 6 \div 8$  лазерных импульсов. Интересно отметить, что если образец не разрушался первым импульсом, то для полного разрушения при  $W_{P1} \sim 370 \text{ МВт/см}^2$  как правило требовалось большее число импульсов, чем при  $W_{P1} \sim 230 \text{ МВт/см}^2$ . Величина  $\tau_{отс}$  практически не зависела от числа воздействующих импульсов, что ещё раз свидетельствует в пользу предположения о том, что поглощение хвостовой части импульса происходит в плазме низкопорогового пробоя воздуха, а не на разрушениях образца.

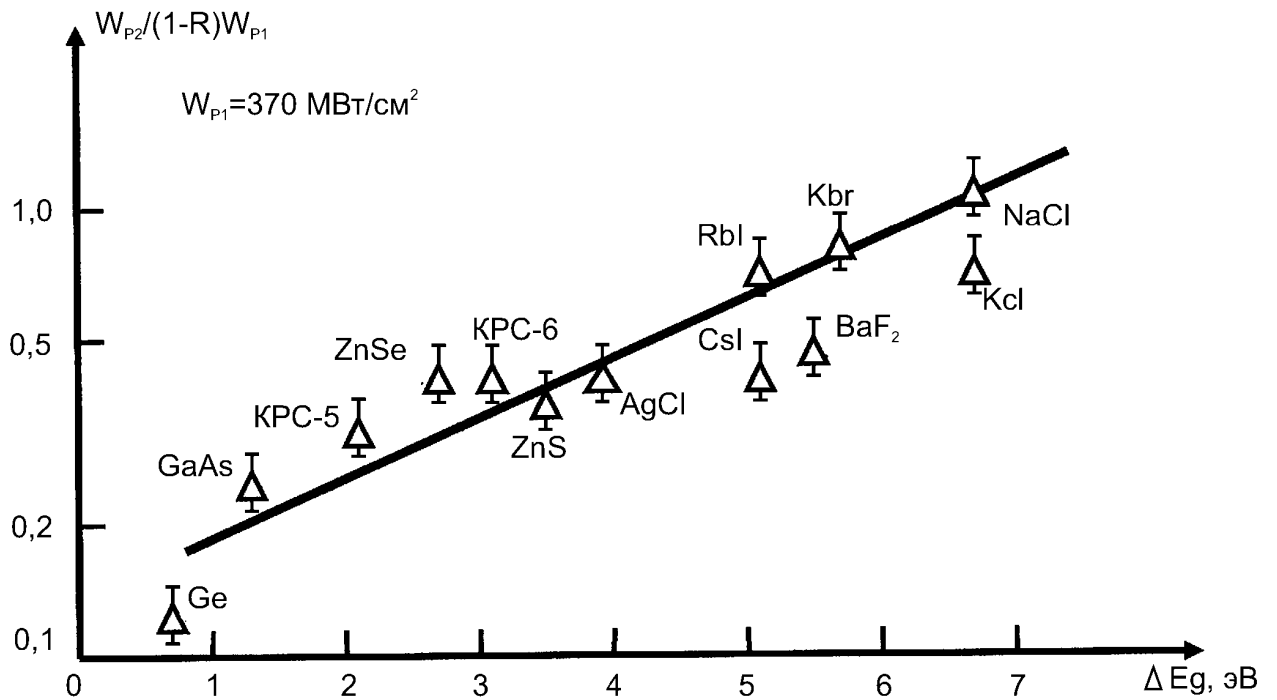


Рисунок 3.18 - Зависимость отношения амплитуд прошедшего через образец сигнала к воздействию ( $W_{P2}/(1-R)W_{P1}$ ) от ширины запрещенной зоны ( $\Delta E_g$ )

Потери излучения при прохождении пиковой части импульса через образец заметно зависят от материала мишени. Одним из наиболее характерных параметров, определяющих многие оптические и электрофизические свойства материала, является ширина запрещённой зоны -  $\Delta E_g$ . На рисунке 3.18 показана зависимость величины  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1}$  от  $\Delta E_g$  для всех 13 исследовавшихся кристаллов при  $W_{P1} \sim 370 \text{ МВт/см}^2$ . Значения величины  $\Delta E_g$ , использованные нами, приведены в таблице 3.2. К сожалению, в широкозонных материалах не проводилось точных измерений ширины запрещённой зоны, и оценочные литературные данные весьма различаются между собой, а для некоторых материалов не удалось обнаружить и таких данных. В этих

случаях мы сочли возможным использовать значение оптической ширины запрещённой зоны, то есть величину кванта коротковолнового края полосы пропускания соответствующего монокристалла -  $\lambda_{\text{прозр}}$ .

Таблица 3.2 Экспериментальные данные о нелинейных потерях в прозрачных кристаллах при  $W_{\text{P1}} \sim 370 \text{ МВт/см}^2$

	Материал		$\Delta E_g$ (эВ)	$\lambda_{\text{прозр}}$ (Å)	Лит- ра	$\frac{W_{\text{P2}}}{(1-R) \times W_{\text{P1}}}$
1	BaF <sub>2</sub>	полир.	9,35 (5,5)	1350 (2300)	[180, 211]	0,65
2	NaCl	скол	8,5		[180]	0,87
3	NaCl	полир.	7,35	1720	[182]	0,65
4	KCl	скол	8,5		[180]	0,65
5	KCl	полир.	7,0	1800	[182]	0,55
6	KBr	скол	7,5 (6,15)	(2050)	[180, 182]	0,65
7	RbI	скол	5,55		[132]	0,67
8	CsI	полир.	4,35 (5,35)	2900 (2350)	[180, 211]	0,5
9	AgCl	полир.	6,0 (3,15)	(4000)	[180, 211]	0,5
10	KPC-6	полир.	3,0 (3,15)	4000 (4300)	[180, 211]	0,5
11	ZnSe	полир.	2,6		[98]	0,43
12	KPC-5	полир.	2,5	5000	[180]	0,33
13	ZnS	полир.	3,67		[98]	0,3
14	GaAs	полир.	1,35		[98]	0,23
15	Ge	полир.	0,67		[98]	0,17

Для фторида бария  $\Delta E_g = 9,35$  эВ, однако, по данным [273], оно составило 5,5 эВ. Видимо, это значение оптической  $\Delta E_g$ , измеренное на монокристаллах технической чистоты, заметно поглощающих ВУФ - и УФ - излучение. Так как монокристаллы BaF<sub>2</sub>, использовавшиеся нами, были выращены по стандартной технологии, то есть не применялась специальная технология очистки от примесей, поглощающих в УФ - и ВУФ - областях, то мы сочли возможным использовать значение  $\Delta E_g = 5,5$  эВ. В то же время следует заметить, что при измерении ПОС высококачественных кристаллов многими авторами отмечалось, что BaF<sub>2</sub> имеет более высокий порог, чем NaCl (см., например, [139, 140]). В работе [231] высокая стойкость BaF<sub>2</sub> объясняется тем, что наибольшей стойкостью к импульсному лазерному излучению заданной длины волны обладают оптические материалы ИК -



граница фононного поглощения которых ближе всего к рабочей длине волны лазера. Поэтому вполне можно предположить, что если бы мы располагали более высококачественными монокристаллами фторида бария, то измеренное на них значение  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1}$  соответствовало бы величине  $\Delta E_g = 9,35$  эВ.

Дополнительным обоснованием справедливости полученной нами зависимости  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1} \approx f(\Delta E_g)$  являются эксперименты по исследованию влияния коротковолнового края полосы пропускания кристалла на его оптическую стойкость. В работе [163] получено, что порог оптической стойкости (то есть, фактически, амплитуда прошедшего импульса) кристаллов КС1, выращенных в различных условиях, пропорционален их пропусканию на коротковолновом краю области прозрачности. Сходные результаты получены и для кристаллов КРС-5 и КРС-6 [166].

Используя для обработки результатов эксперимента метод графической номографии [325, 326], мы определили, что при  $W_{P1} \sim 370$  МВт/см<sup>2</sup> зависимость  $W_{P2}/(1-R) \times W_{P1} = f(W_{P1})$  можно приближённо аппроксимировать экспонентой

$$W_{P2} \approx 0,365(1 - R) \times W_{P1} \times \exp(0,23\Delta E_g). \quad (3.5)$$

Коэффициент  $0,3650 \sim 1/e$ , а коэффициент  $0,23$  имеет размерность  $1/2kT$ , где  $T$  - некая характеристическая температура. В данном случае при подстановке получаем:  $T \approx 2,5 \times 10^4$  К. Тогда уравнение (3.5) можно записать в виде (3.6)

$$W_{P2} = \frac{(1 - R) \times W_{P1}}{\exp(1 - \frac{\Delta E_g}{2kT})}, \quad (3.6)$$

где параметр  $T \approx 2,5 \times 10^4$  К.

При  $W_{P1} \sim 3,7 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> напряжённость электрического поля световой волны -  $E \sim 3,7 \times 10^5$  В/см. В столь значительных электрических полях температура свободных носителей  $T_e$  заметно отличается от температуры монокристалла, так как  $T_e = f(E)$ . Например, в германии при комнатной температуре, при  $E = 5 \times 10^3$  В/см,  $T_e \sim 3000$  К [327]. Увеличение напряжённости электрического поля в полупроводниках приводит, кроме того, к росту концентрации неравновесных носителей заряда [327], время жизни которых в диапазоне концентраций  $10^{16} \div 5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> практически не зависит от уровня возбуждения и превышает длительность воздействующего лазерного импульса. Тогда, по аналогии с равновесным случаем, можно записать

выражение для концентрации свободных носителей заряда -  $n_i$

$$n = p = \frac{2 \times (2\pi \times \sqrt{m_n \times m_p} \times k \times T_e)^{3/2}}{h^3} \times \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT_e}\right). \quad (3.7)$$

Следовательно

$$n + p = n_i = \frac{4 \times (2\pi \times \sqrt{m_n \times m_p} \times k \times T_e)^{3/2}}{h^3} \times \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT_e}\right), \quad (3.8)$$

где  $n$  и  $p$  - концентрации электронов и дырок, соответственно,

$m_n$  и  $m_p$  - их эффективные массы,

$k$  - постоянная Больцмана,

$\hbar$  - постоянная Планка,

$T_e$  - температура свободных носителей заряда.

Предположим, что наблюдавшиеся нами нелинейные потери в образцах вызваны поглощением излучения неравновесными носителями заряда, возникшими в поле лазерного излучения. Тогда можно записать выражение закона Бугера для нелинейного случая

$$W_{P2} = (1 - R) * W_{P1} \times \exp(-\beta d - \theta d_{\text{эфф}}), \quad (3.9)$$

где  $\beta$  - линейная часть коэффициента поглощения,

$\theta$  - нелинейная часть коэффициента поглощения,

$d$  - толщина образца,

$d_{\text{эфф}}$  - эффективная толщина слоя, в котором происходит нелинейное поглощение (в общем случае  $d \neq d_{\text{эфф}}$ ).

В исследованных материалах (кроме  $\text{BaF}_2$  и  $\text{ZnS}$ ) величина  $\beta \leq 10^{-3} \div 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  и поэтому ею можно пренебречь, так как вклад в поглощение нелинейного члена  $\theta d_{\text{эфф}}$  существенно выше, чем  $\beta d$ . Коэффициент поглощения свободными носителями заряда в полупроводниках, которые, как мы полагаем, вносят основной вклад в величину  $\theta$ , можно описать формулой

$$\theta \approx \frac{4\pi \times n_i \times e \times \mu_i}{n \times c}, \quad (3.10)$$

где  $\mu_i$  - подвижность носителей заряда,

$c$  - скорость света,

$n$  - показатель преломления.

Подставляя в выражение (3.10) значение концентрации неравновесных носителей заряда - (3.8), получаем

$$\theta = A \times \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT_e}\right), \quad (3.11)$$

Где

$$A = \frac{16\pi \times e \times \mu_i \times (2\pi \times \sqrt{m_n \times m_p} \times k \times T_e)^{3/2}}{n \times c \times h^3}. \quad (3.12)$$

В этом выражении множитель  $A$  является функцией напряжённости электрического поля -  $A = f(E)$ , так как величины  $\mu_i$  и  $T_e$ , входящие в  $A$  зависят от величины  $E$ . Подвижность носителей заряда -  $\mu \sim E^{-1/2}$ , а температура этих носителей  $T_e \sim E^2$  [327]. Поэтому при фиксированном значении напряжённости электрического поля  $E$  можно полагать, что величина  $A = \text{const}$ .

Для малых значений  $\Delta E_g/2kT_e \ll 1$ . Поэтому можно, разложив член  $\exp(-\Delta E_g/2kT_e)$  в ряд, представить его в виде суммы двух первых членов ряда

$$\exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT_e}\right) \approx 1 - \frac{\Delta E_g}{2kT_e}, \quad (3.13)$$

Тогда для нелинейной доли поглощённого излучения закон Бугера можно записать в виде

$$W_{P2} = \frac{(1 - R) \times W_{P1}}{\exp\left(A \times d_{\text{эфф}} - \frac{A \times d_{\text{эфф}} \times \Delta E_g}{2kT_e}\right)}, \quad (3.14)$$

Сопоставим зависимость (3.14) с выражением (3.6), полученным при обработке экспериментальных данных. Эти уравнения совпадают при соблюдении двух напрашивающихся допущений:  $T = T_e = 2,5 \times 10^4$  К и  $A \times d_{\text{эфф}} = 1$ . Исходя из этого, оценим величину

$$d_{\text{эфф}} = \frac{n \times c \times h^3}{16\pi \times e \times \mu_i \times (2\pi \times \sqrt{m_n \times m_p} \times k \times T_e)^{3/2}}, \quad (3.15)$$

Так как полупроводниковые свойства монокристаллов германия изучены

гораздо лучше, чем других материалов, то проведём оценку величины  $d_{эфф}$  в Ge. Подставим в уравнение (3.15) значения:  $T_e = 2,5 \times 10^4$  К и  $m_n = m_p = 0,12m_0$ ,  $n = 4,0$ , а также численные значения констант:  $c$ ,  $e$ ,  $h$ , и получим:  $d_{эфф} \sim 1/75\mu_i$  см. Здесь  $\mu_i = (E, \omega)$  - средняя величина подвижности неравновесных свободных носителей заряда при напряжённости поля  $E = 3,7 \times 10^5$  В/см и  $\omega = 2,8 \times 10^{13}$  Гц. Оценим значение подвижности носителей заряда в области  $\lambda = 10,6$  мкм для случая слабых полей, зная, что при концентрации носителей заряда  $n_i \sim 10^{14}$  см $^{-3}$  величина коэффициента поглощения  $\theta \approx 0,01$  см $^{-1}$ . В этом случае их подвижность  $\mu_i \sim 10^4$  ед. СГС. В сильных полях подвижность носителей заряда в монокристаллах германия снижается примерно на два порядка [327]. Таким образом, для германия экспериментальная (3.6) и теоретическая (3.14) зависимости совпадают при использовавшихся в настоящей работе условиях эксперимента, в случае, если величина  $d_{эфф} \sim 1$  мкм.

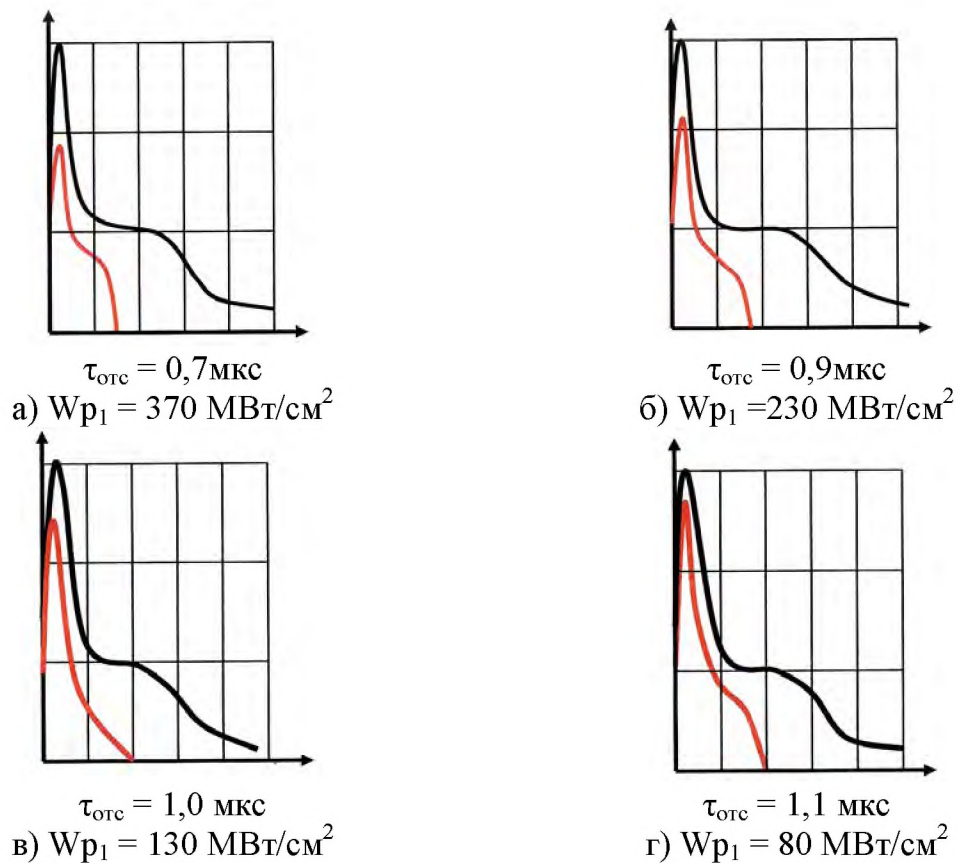
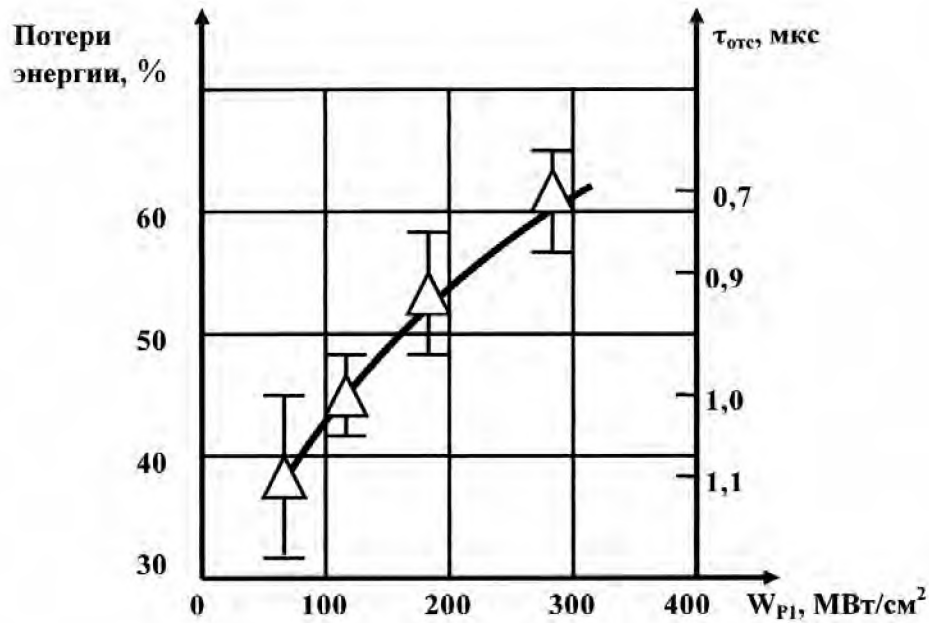
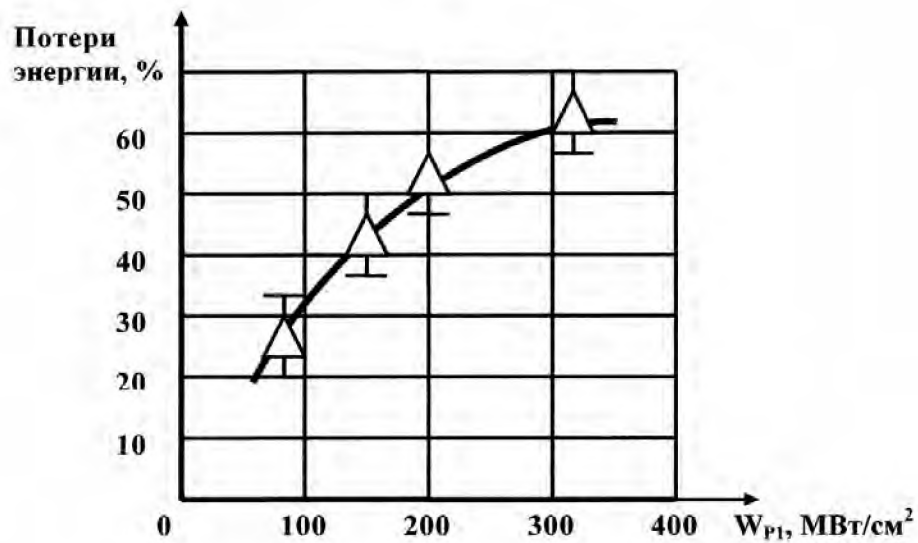


Рисунок 3.19 - Формы воздействующего и прошедшего импульсов (NaCl)



а)



б)

Рисунок 3.20 - Зависимость потерь энергии в NaCl от плотности мощности воздействующего излучения  $W_{P1}$ :

а) за время  $t = \tau_{отс}$ , б) на момент времени  $t = 0,7$  мкс

В главе 4 приведены результаты исследования морфологии повреждений, возникающих в приповерхностном слое образцов монокристаллического германия в результате воздействия лазерного излучения. Анализ результатов показал, что глубина приповерхностного слоя германиевого образца, в котором выделяется поглощённая энергия лазерного импульса и возникают повреждения, по порядку величины соответствует 1 мкм. Таким образом, полученная в настоящей работе

экспериментальная зависимость нелинейных потерь излучения в прозрачном оптическом элементе  $\text{CO}_2$  - лазера от ширины запрещённой зоны использованного материала может быть объяснена на основе предположения о генерации в поле лазерного излучения неравновесных носителей заряда, частично поглощающих излучение. Эффективные размеры области существования таких носителей могут быть намного меньше толщины кристалла. Рассчитанная на основе полученных результатов температура горячих носителей  $T_e = 2,5 \times 10^4$  К при  $E = 3,7 \times 10^5$  В/см соответствует литературным данным о горячих носителях, возникающих в полупроводниковых кристаллах находящихся в постоянном электрическом поле подобной напряжённости [327].

В настоящее время известны различные методы управления энергией и формой лазерного импульса [1,2 7-9, 23], поэтому представляют интерес данные о потерях излучения в прозрачном оптическом элементе при длительности лазерного импульса, совпадающей со временем отсечки. Мы провели такие оценки на примере монокристалла  $\text{NaCl}$ , так как в образцах хлорида натрия наблюдались наименьшие потери при прохождении пиковой части импульса. На рисунке 3.19 показаны осциллограммы воздействующего и прошедшего импульсов. По этим кривым рассчитывалась доля энергии лазерного импульса, прошедшая через кристалл за время, равное  $\tau_{\text{отс}}$ . На рисунке 3.20 показаны зависимости потерь энергии от плотности мощности воздействующего излучения  $W_{\text{PI}}$  за время  $\tau_{\text{отс}}$  и за время - 0,7 мкс. Видно, что потери возрастают с увеличением  $W_{\text{PI}}$ , однако, при  $W_{\text{PI}} = 200$  МВт/см<sup>2</sup> - пороге пробоя воздуха за  $\tau = 0,7$  мкс, через образец проходит около 50 % энергии воздействующего в течение этого времени излучения. Характер полученных кривых позволяет предположить, что можно ещё снизить долю потерь путём профилирования заднего фронта лазерного импульса. Эти данные показывают, что при профилировании формы лазерного импульса существует реальная возможность выводить через прозрачную оптику лазерное излучение при плотности мощности, существенно превышающей величину порога оптического пробоя.

### 3.6 Возможные механизмы потерь излучения $\text{CO}_2$ – лазера при прохождении через прозрачную оптику. Обсуждение полученных результатов

Несмотря на то, что значения реальных порогов оптической стойкости для всех исследованных нами материалов довольно близки между собой, видно, что щёлочно-галогидные монокристаллы имеют несколько более высокое значение  $W_{\text{Еп}}$  по сравнению с остальными кристаллами. Однако, они заметно повреждаются плазменным образованием, возникающим при оптическом пробое воздуха у поверхности образца. Полупроводниковые кристаллы, значительно более устойчивые к воздействию плазмы факела, имеют несколько меньшую величину  $W_{\text{Еп}}$ . Пластичные ионные кристаллы уступают по устойчивости к воздействию плазмы по величине  $W_{\text{Еп}}$  щёлочно-галогидным и полупроводниковым кристаллам.

Поэтому для последующих исследований мы считаем возможным рекомендовать:

- хлорид натрия - как материал, обладающий лучшим сочетанием физических и механических свойств в группе ЩГК,
- германий, имеющий из всех исследованных кристаллов лучшие механические свойства.

Ge и NaCl весьма удобны для исследования физических аспектов оптической стойкости, так как технология их выращивания и обработки отработана, а физико-химические свойства хорошо изучены. Перспективны также кристаллы селенида цинка, однако, качество образцов, имевшихся в нашем распоряжении, было слишком низким и не позволило объективно оценить их потенциальные возможности.

Оптические элементы мощных лазерных систем должны устойчиво функционировать при максимально возможных силовых нагрузках, то есть в условиях, когда вероятность случайного пробоя не исключена. Как показано в данном разделе работы, присутствие плазменного образования вблизи поверхности не вызывает катастрофического разрушения образцов из полупроводниковых материалов, таких как Ge и GaAs. Поэтому представляют интерес сведения о

динамике прохождения лазерного импульса через оптический элемент в условиях пробоя, через возникающее плазменное образование, а также выявление возможности использования оптических деталей из этих материалов при сверхвысоких лучевых нагрузках.

Резюмируя экспериментальные и теоретические данные, изложенные в главе 3, можно утверждать, что потери излучения сверхпороговой интенсивности при прохождении через прозрачные оптические элементы вызваны двумя основными причинами.

Во-первых, действие поля лазерного излучения приводит к генерации в монокристалле горячих неравновесных носителей заряда, заметно поглощающих лазерное излучение. Время «включения» этого процесса не превышает длительности переднего фронта использованного в работе лазерного импульса -  $75 \div 100$  нс, так как исследование этого явления проводилось нами в момент максимальной интенсивности излучения. Величина такого нелинейного поглощения, то есть, фактически, концентрация неравновесных «горячих» носителей, экспоненциально зависит от ширины запрещённой зоны материала, из которого изготовлен оптический элемент.

Во-вторых, существенный вклад в величину потерь вносит поглощение лазерного излучения плазмой низкпорогового оптического пробоя воздуха, возникающего около поверхности монокристалла уже при плотности мощности воздействующего излучения порядка  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $W_{p1} = 20 \div 50$  МВт/см<sup>2</sup> поглощение становится столь заметным, что чётко регистрируется так называемая отсечка излучения - прохождение его через оптический элемент практически прекращается. Время отсечки, то есть длительность процесса, необходимого для создания оптически плотной плазмы, составляет, при использовавшихся нами режимах воздействия, около  $0,5 \div 1$  мкс. Величина  $\tau_{отс}$  заметно выше, чем длительность переднего фронта импульса, что позволило нам оценить вклад каждого эффекта в процесс поглощения. Полученные данные о механизмах потерь сверхпорогового излучения при прохождении его через лазерную оптику позволяют предположить, что путём профилирования заднего фронта импульса генерации можно заметно увеличить амплитудное значение плотности мощности излучения, способного пройти через оптический элемент без значительных потерь.



## Выводы

1. Впервые в одном эксперименте измерены значения энергетического порога оптической стойкости к воздействию излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера для большинства практически применимых материалов, прозрачных на длине волны генерации. Разброс пороговых значений у различных исследованных нами монокристаллов -  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{KBr}$ ,  $\text{RbI}$ ,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{CsI}$ , КРС-5, КРС-6,  $\text{ZnSe}$ ,  $\text{GaAs}$  и  $\text{Ge}$  весьма незначителен. Эта величина составляет  $6 \div 10 \text{ Дж/см}^2$ . Причём разброс порогов для различных образцов одного и того же материала сопоставим с этим значением.

2. Для всех исследованных монокристаллов предельно возможным значением плотности энергии лазерного излучения, при которой оптический элемент из этого материала может использоваться, является величина порога появления плазменного образования вблизи его поверхности.

3. Воздействие плазмы низкорогового оптического пробоя воздуха на поверхность хрупких ионных кристаллов приводит к их растрескиванию, а на поверхность пластичных кристаллов - к появлению следов кристаллографического скольжения, то есть пластической деформации. Заметные повреждения плазмой пробоя на поверхности  $\text{Ge}$  и  $\text{GaAs}$  не обнаружены.

4. Обнаружены следы радиационного воздействия плазмы низкорогового оптического пробоя воздуха на исследованные ионные монокристаллы: в приповерхностном слое  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$  и  $\text{KBr}$  наблюдались короткоживущие F- центры, а в  $\text{AgCl}$ ,  $\text{CsI}$ , КРС-5 и КРС-6 возникали устойчивые следы радиолиза.

5. Разработан и изготовлен фотоприёмник на эффекте фотонного увлечения дырок в германии с перестраиваемыми чувствительностью и временным разрешением.

6. Измерен порог оптического пробоя воздуха в лабораторном помещении на длине волны  $10,6 \text{ мкм}$  при размере сечения луча  $\sim 3 \times 4 \text{ мм}^2$ , который составляет  $\sim 200 \text{ МВт/см}^2$ .

7. Экспериментально определены потери при прохождении лазерного

излучения (в диапазоне  $W_{P1} = 10^7 \pm 4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) через 13 видов ионных и полупроводниковых кристаллов, прозрачных в области 10 мкм. Выявлены причины возникновения потерь нелинейно возрастающих с увеличением  $W_{P1}$ .

8. В течение действия переднего фронта импульса поле лазерного излучения инициирует появление в оптическом кристалле горячих неравновесных носителей заряда, поглощающих воздействующее излучение. Эти нелинейные потери экспоненциально растут с уменьшением ширины запрещённой зоны кристалла.

9. При  $W_{P1} = 20 \div 50$  МВт/см<sup>2</sup> плазма оптического пробоя воздуха, возникающего около поверхности кристалла, становится столь плотной, что прохождение излучения прекращается, то есть наблюдается эффект отсечки. Время отсечки уменьшается с ростом  $W_{P1}$  и практически не зависит от свойств материала мишени. Зарегистрированные значения  $\tau_{отс}$  находятся в диапазоне  $0,2 \div 1,2$  мкс.

10. Проведено исследование многократного воздействия сверхпороговым излучением на образцы исследованных материалов. ЩГК выдерживают не более  $6 \div 8$  импульсов, после чего катастрофически разрушаются. Интенсивность прошедшего через них при этом излучения снижается на  $1,5 \div 2$  порядка. Пластичные ионные кристаллы не разрушаются катастрофически, но возникшие в них повреждения так же препятствуют прохождению излучения. Наиболее стабильны в этом случае кристаллы германия. Интенсивность прошедшего через них сигнала снижается только вдвое после  $5 \div 10$  импульсов, а повреждения локализуются в приповерхностном слое.

11. Продемонстрирована принципиальная возможность увеличения предельной пиковой мощности проходящего через оптический элемент излучения за счёт профилирования заднего фронта импульса.

## ГЛАВА 4 ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО CO<sub>2</sub> - ЛАЗЕРА С МОНОКРИСТАЛЛАМИ ГЕРМАНИЯ

В главе 1 показано, что из практически применяемых прозрачных материалов, пригодных для импульсных CO<sub>2</sub> – лазеров, монокристаллы германия обладают наилучшим сочетанием физико-химических и механических свойств. Это позволяет изготавливать точные оптические элементы для области 10 мкм. Из полученных нами экспериментальных данных, приведённых в главе 3 видно, что, хотя формально германий и несколько уступает другим исследованным материалам по величине порога оптической стойкости, зато он не подвержен катастрофическому разрушению при превышении порогового значения, что весьма важно для использования в мощных лазерах.

Пропускание ИК - излучения в германии заметным образом зависит от концентрации носителей и температуры материала, экспериментальные исследования данных характеристик приведены в главе 2.

В данной главе приводятся результаты исследования стойкости монокристаллов германия к воздействию излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера, проведённого с учётом опыта, накопленного при изучении различных свойств этого материала. Они опубликованы в работах [A1, A2, A4, A9, A10, A16, A18, A23, A25, A27, A34, A41, A45, A51].

Устойчивость выходного окна (зеркала) к катастрофическому разрушению крайне важна, так как, ввиду разницы давлений между атмосферой и активной средой, этот элемент испытывает значительную динамическую и статическую нагрузку. Наиболее опасен в этом случае момент замены отработанной активной среды, поскольку при откачке смеси в процессе вакуумирования нагрузка на окно становится максимальной. Особенно опасно это явление при эксплуатации мощных крупноапертурных систем. Катастрофическое разрушение лазерного окна может привести не только к безвозвратной потере дорогостоящего оптического элемента, но и к выводу из строя его осколками электродной системы и «глухого» зеркала.

Поэтому германий, несмотря на недостаточно удовлетворительные оптические свойства, является одним из перспективных материалов для изготовления прозрачной оптики импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров, а, следовательно, исследование возможностей его использования представляют значительный интерес. Дополнительным аргументом является ещё одно обстоятельство: поскольку монокристаллический германий является одним из основных материалов полупроводниковой техники, для него разработаны технологические процессы глубокой очистки исходного сырья, выращивания высокочистых монокристаллов, направленного легирования электрически активными примесями, тонкие методы исследования структуры, а также весьма подробно изучено влияние различных примесей на свойства материала. Так, например, созданы технологии выращивания монокристаллов с содержанием электрически активных примесей на уровне  $10^{-10}$  вес. %. Существует технология выращивания бездислокационных кристаллов. Важно, также то, что германий – моноэлементный материал. Такие преимущества позволяют исследовать физические аспекты оптической стойкости Ge более глубоко, нежели это возможно в случае большинства других монокристаллов.

#### 4.1 Технология химико-механического полирования монокристаллического германия

Поверхность материала является хроническим дефектом структуры, что особенно неприятно при работе с монокристаллическими изделиями, применяемыми в разнообразных областях науки и техники, обобщённо называемых сферой высоких технологий.

Интерес к высококачественным методам обработки усиливается в связи с новыми применениями известных материалов и появлением новых кристаллов. При этом требования к совершенству поверхности и геометрическим свойствам изделий также постоянно возрастают.

Этот раздел работы посвящён разработке новой (на момент подачи заявки на изобретение) технологии химико-механического полирования (ХМП) монокристаллического германия, щадяще формирующей поверхность с заданной геометрией, на основе изучения физико-химических процессов на поверхности.

ХМП можно применять для эффективного выравнивания рельефа и снятия нарушений с поверхности кристаллов очень различающихся как по электрофизическим свойствам, так и по способам получения и назначения. Проведены обширные исследования кинетических закономерностей скорости утонения и свойств поверхности монокристаллического германия от технологических режимов предварительной обработки их поверхности, типа полировальника и т.д.

Разработанная технология точной оптической обработки монокристаллического германия основана на том, что:

- на финишной стадии проводится полирование детали абразивосодержащими водными суспензиями на смоляном полировальнике с добавлением в суспензию 1 – 3 вес. % гипосульфита натрия, который вводят в состав суспензии периодически, через каждые 7 – 10 минут, в течение всего времени обработки на стадии полирования. Добавление гипосульфита натрия способствует пластификации поверхностного слоя полировальника, в результате чего уменьшается контактное нагружение на обрабатываемую поверхность со стороны абразивного зерна, благодаря чему

улучшается качество обработки;

- доводка проводится на полировальнике с эластичным покрытием, например, из искусственной замши, с добавлением в суспензию смеси оксиалкилированных аминоспиртов (2 – 3 вес. %) и аммиака (0,1 – 0,3), подающейся непрерывно в течение всей стадии доводки.

Данные значения концентраций вводимых в суспензию компонентов основаны на следующих экспериментальных результатах, полученных в процессе разработки технологии.

1. В случае, когда содержание гипосульфита натрия в суспензии менее 1,0 вес. %, на обрабатываемой поверхности появляются царапины.

2. Если концентрация гипосульфита натрия в суспензии превышает 3,0 вес. %, то наблюдается так называемое растравливание обрабатываемой поверхности и быстрый износ полировальника.

3. Снижение концентрации оксиалкилированных аминоспиртов в суспензии до величины, меньшей 2,0 вес. %, приводит к образованию на обрабатываемой поверхности мелких царапин.

4. Увеличение концентрации оксиалкилированных аминоспиртов в суспензии до величины, большей 3 вес. % и аммиака более 0,3 вес. % приводит к появлению на обрабатываемой поверхности ямок травления.

Экспериментальные результаты, полученные в процессе отработки данной технологии на образцах пластин монокристаллического германия диаметром 160 мм на станках моделей ЩП 350 и 4ПД 200, сведены в таблицах 4.1 и 4.2.

Таблица 4.1 Влияние концентрации гипосульфита натрия на процесс обработки

Содержание гипосульфита натрия (вес. %)	Неплоскостность обрабатываемой поверхности, (мм)	Класс шероховатости поверхности по ГОСТ 11141 - 76	Наличие визуально регистрируемых дефектов
1,0	0,000775	УІ	Дефектов нет
2,0	0,00075	УІ	Дефектов нет
3,0	0,00080	УІ	Дефектов нет

Использование данной химико-механической технологии финишной обработки монокристаллического германия позволило обеспечить отсутствие микроцарапин на поверхности полируемых изделий (безабразивное выравнивание) и высокую геометрическую точность деталей диаметром более 50 мм при существенном увеличении производительности процесса.

Таблица 4.2 Влияние концентрации оксиалкилированных аминоспиртов и аммиака на процесс обработки

Содержание оксиалкилированных аминоспиртов (вес. %)	Содержание аммиака (вес. %)	Неплоскостность обрабатываемой поверхности, (мм)	Класс шероховатости поверхности по ГОСТ 11141 - 76	Наличие регистрируемых дефектов
2,0	0,1	0,00075	III	Дефектов нет
2,5	0,3	0,00080	III	Дефектов нет
3,0	0,2	0,00075	III	Дефектов нет

#### 4.2 Методика экспериментов по исследованию результатов воздействия лазерного излучения на монокристаллы германия

В разделах 4.2 – 4.4 данной работы приведены результаты экспериментов по исследованию воздействия лазерного излучения на две группы образцов монокристаллического германия оптического качества (n – типа проводимости). Первая группа - специально выращенные бездислокационные монокристаллы, в которых исследования структурных нарушений проводили рентгенотопографическим методом Бормана [328], наиболее пригодным, на наш взгляд, для изучения наблюдавшихся нами «лазерных» повреждений. Вторая группа - образцы серийно выпускаемого промышленностью германия марки ГМО (германий монокристаллический оптический). Плотность дислокаций в кристаллах марки ГМО обычно составляет  $\sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$ . С целью выявления усталостных эффектов в результате многократного воздействия обследовались, в том числе, и реальные германиевые зеркала, проработавшие в мощных импульсных  $\text{CO}_2$  - лазерах, описанных в работах [6, А10].

Была приготовлена серия экспериментальных образцов диаметром 30 мм и толщиной 0,7 мм, вырезанных параллельно плоскости {111} из бездислокационного монокристалла n - типа с удельным сопротивлением  $\rho = 40 \div 50 \text{ Ом} \times \text{см}$ . После шлифовки эти образцы травились и химически полировались для снятия нарушенного слоя. Образцы, изготовленные из промышленных монокристаллов марки ГМО, также имели n - тип проводимости и  $\rho = 40 \div 50 \text{ Ом} \times \text{см}$ . Образцы, представлявшие собой плоскопараллельные пластинки толщиной 2÷3 мм, вырезались параллельно кристаллографической плоскости {111} и полировались по специально разработанной химико-механической технологии оптической обработки, описанной в предыдущем разделе [А45].

Так как показатель преломления германия – весьма высок ( $n=4,0$ ), то потери при прохождении излучения через германий выше, чем у остальных 12 монокристаллов, исследовавшихся нами (френелевское отражение от двух граней - 51%). Поэтому, при изучении германия оптическая схема, использовавшаяся для исследования прохождения лазерного излучения через кристаллы (см. рисунок 3.4), работала на нижнем пределе



своей чувствительности. Из-за этого в экспериментах, описанных в этой главе, фотоприёмник (12) располагался непосредственно за образцом, то есть линзы (9) и (11), а также клин (10) не использовались.

Часть имевшихся в нашем распоряжении образцов подвергалась однократному воздействию лазерного излучения различной интенсивности, а другая часть идентичных образцов подвергалась воздействию серии из 10 импульсов, излучавшихся с частотой порядка 0,01 Гц. В последнем случае воздействие производилось на один и тот же участок образца, а плотность мощности воздействующего излучения поддерживалась на одном уровне. Тем не менее, регистрировались параметры каждого лазерного импульса.

Кроме того, кинетика накопления усталостных повреждений в монокристаллах германия при многократном воздействии изучалась путём периодического металлографического исследования поверхности рабочих выходных зеркал лазера, представляющих собой плоскопараллельные пластины германия марки ГМО, прошедших оптическую обработку. Зеркала лазера, описанного в статье [6], имели диаметр 100 мм, а в лазере, описанном в разделе 8.1 [A10] (внешний вид его показан на рисунках 8.1 и 8.2), диаметр зеркал составлял 160 мм. В этом случае количество воздействовавших лазерных импульсов достигало приблизительно 5000 при средней плотности энергии до 8 Дж/см<sup>2</sup>.

Контроль пропускания образцов в ИК - области до и после воздействия осуществлялся на двухлучевом спектрофотометре «Hitachi-225» по методике, описанной в разделе 2.1. Морфология «лазерных» повреждений в образцах исследовалась методами металлографии на микроскопах МИК-4, МИМ-9 и микроинтерферометре Линника МИИ-4. Образцы из бездислокационных монокристаллов исследовались, кроме того, методом Бормана в камере для дифракционной микрорентгенографии [328]. Часть повреждённых германиевых лазерных зеркал исследовалась на электронном микроскопе. Монокристаллы германия, исследовавшиеся в данном разделе работы, были выращены на Запорожском титано-магниеком комбинате Д.И. Левинзоном и Е.П. Рыкун по согласованной с нами программе, а рентгенотопографические и электронномикроскопические исследования проведены совместно с сотрудниками этого предприятия Э. Г. Шейхетом и А. Л. Трайниным. Автор глубоко признателен им за большую помощь в выполнении этой работы.

### 4.3 Прохождение мощного лазерного импульса через монокристаллы германия

Исследование особенностей прохождения импульса излучения  $\text{CO}_2$  - лазера через монокристаллы германия проводилось в диапазоне интенсивностей  $W_{P1} = 2 \times 10^6 \div 4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. С помощью оптического микроскопа те или иные следы воздействия наблюдались практически на всех образцах, вне зависимости от возникновения оптического пробоя воздуха. Однако, в зависимости от величины амплитуды воздействующего импульса  $W_{P1}$ , реализовывались два различных механизма повреждений. При плотности мощности воздействующего излучения  $W_{P1} \leq 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности образца наблюдались отдельные светящиеся центры (рисунок 3.9), но воздействие излучения, как правило, не сопровождалось образованием перед поверхностью плазменного образования, возникавшего при несколько больших уровнях мощности и существенно искажавшего характер взаимодействия излучения с образцом.

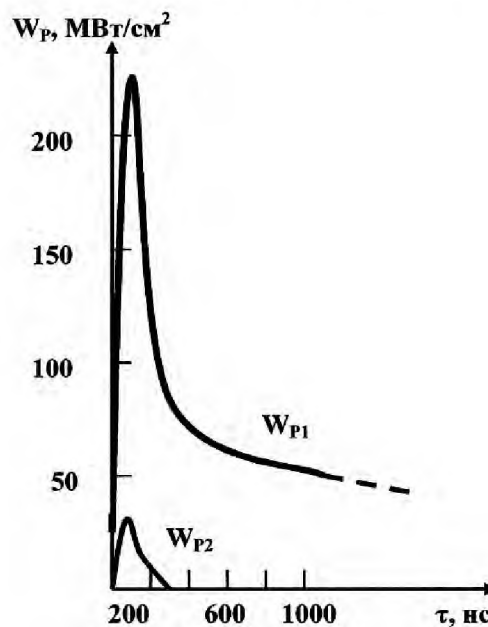


Рисунок 4.1 - Формы лазерных импульсов: воздействующего ( $W_{P1}$ ) и прошедшего через германиевый образец ( $W_{P2}$ )

При интенсивности  $W_{P1} < 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> характер прохождения лазерного импульса через образец (в пределах погрешности эксперимента) практически не зависел

от наличия повреждений на его поверхности. При больших уровнях интенсивности излучения амплитуда и форма лазерного импульса существенным образом изменялись после прохождения через образец. На рисунке 4.1 сопоставлены осциллограммы воздействующего и прошедшего через образец лазерного импульса (при  $W_{P1} \sim 230$  МВт/см<sup>2</sup>; потери на френелевское отражение скорректированы). Видно, что амплитуда пиковой части лазерного импульса в результате прохождения через образец уменьшилась примерно на порядок. Хвостовая часть лазерного импульса в этом случае полностью поглощалась уже через 250÷300 наносекунд после начала воздействия.

На рисунке 4.2 приведена измеренная нами зависимость амплитуды прошедшего через образец германия лазерного импульса от амплитуды воздействующего. Видно, что рост величины  $W_{P2}$  первоначально соответствует росту  $W_{P1}$ , но, после достижения экстремальной точки, значение  $W_{P2}$  начинает уменьшаться, несмотря на рост  $W_{P1}$ . Подобная тенденция имеет место и у некоторых других материалов, но наиболее чётко она зафиксирована при исследовании образцов монокристаллов германия.

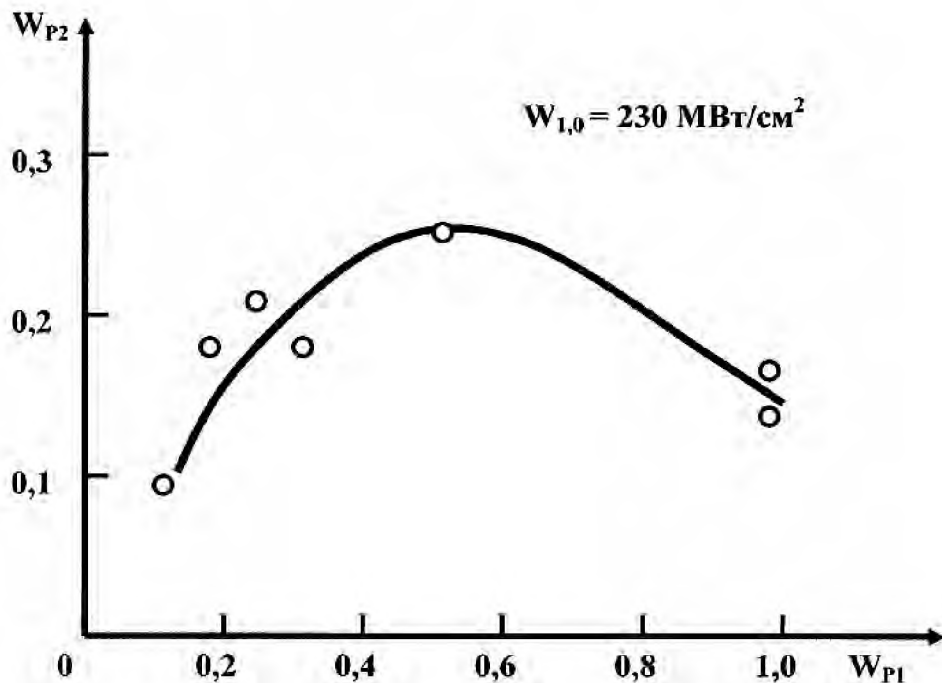


Рисунок 4.2 - Зависимость амплитуды прошедшего импульса ( $W_{P2}$ ) от амплитуды воздействующего импульса ( $W_{P1}$ ) для германия (отн. ед.)

На рисунке 4.3 показаны полученные нами зависимости влияния числа воздействующих лазерных импульсов ( $N$ ) на величину амплитуды прошедшего импульса.

При  $W_{P1} > 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> доля излучения, прошедшего через пластинку из монокристалла германия, плавно снижается с ростом  $N$ . Так, после воздействия 10 импульсами величина  $W_{P1}$  снижается приблизительно вдвое по сравнению с первым импульсом. Если  $W_{P1} \leq 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, то форма и амплитуда всех 10 импульсов, прошедших через образец, в пределах погрешности эксперимента, не отличаются от параметров воздействующего импульса.

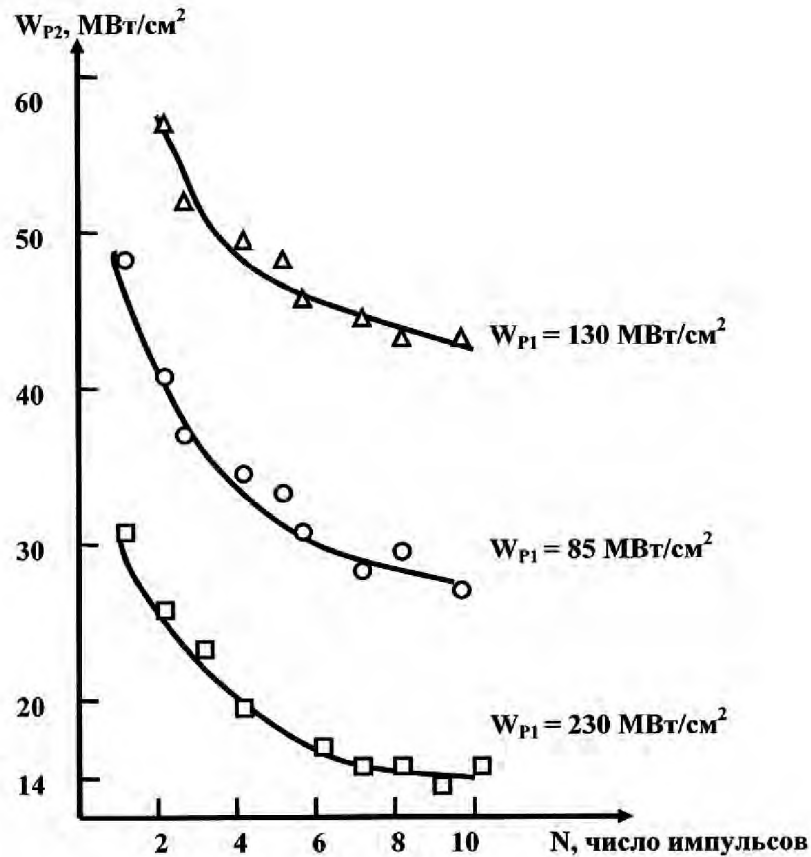


Рисунок 4.3 Зависимость амплитуды прошедшего импульса ( $W_{P2}$ ) от числа воздействующих ( $N$ ) для бездислокационных образцов германия

#### 4.4 Морфология «лазерных» повреждений в германии

Воздействие на пластины монокристаллов германия излучения сверхпороговой интенсивности приводило к появлению на их входной поверхности зоны сплошных повреждений, причём размеры и форма этой области полностью соответствуют размерам и форме сечения лазерного луча на образце. Большая часть поверхности пластины Ge в этой области оплавлена. Отдельные кратеры заметны лишь вблизи края повреждённой зоны. Вокруг таких очагов зачастую наблюдались семейства правильных концентрических поднятий высотой  $\sim 0,1$  мкм, визуально напоминающих волны на поверхности воды, разбегающиеся от места падения камня (рисунок 4.4). Характерное расстояние между такими концентрическими поднятиями  $\sim 15$  мкм. Поблизости от таких очагов наблюдались также следы разлёта вещества из микрократера, видимо окисляющие поверхностный слой (рисунок 4.4 д). Как показали измерения на микроинтерферометре Линника МИИ-4, в центре повреждённой зоны основная часть возникших дефектов являлась поднятиями высотой  $0,25 \div 1$  мкм, а иногда и до  $5 \div 10$  мкм. Кроме того, различались продолговатые поднятия высотой до 1 мкм. Они напоминают гексагоны с линейным размером ребра  $200 \div 300$  мкм (рисунок 4.4 а, б). Можно предположить, что эти гексагоны, по-видимому, являются следами пересечений с поверхностью образца направлений  $\langle 111 \rangle$ , которые в германии являются направлениями с наименьшей скоростью роста [275] и, соответственно, с меньшей скоростью испарения.

Рентгено топографические исследования по методу Бормана [328] бездислокационных пластинок германия после воздействия (рисунки 4.5, 4.6) позволили дополнить картину «лазерных» повреждений целым рядом дополнительных фактов. На топограммах образцов, вблизи поверхности которых появлялось плазменное образование (рисунок 4.5 а), отчётливо видна тонкая окисная плёнка. Площадь, занимаемая этой плёнкой, зачастую превышает размеры сечения лазерного луча на образце примерно вдвое. Тонкий слой окисной плёнки сравнительно слабо рассеивает рентгеновское излучение, поэтому плёнка создавала на топограммах весьма

незначительный контраст. Основной контраст возникал из-за рассеяния рентгеновского излучения искажениями структуры кристаллической решётки германия, возникающими вблизи повреждённых областей.

Значительно более информативны рентгеновские топограммы образцов бездислокационных кристаллов, воздействие излучения на которые не сопровождалось пробоем воздуха перед поверхностью (допороговой режим воздействия). Типичные топограммы, полученные при исследовании таких образцов, показаны на рисунке 4.6. Повреждения в приповерхностном слое носили, как хорошо видно, очаговый характер. Рост плотности мощности воздействующего излучения вдвое в этом случае приводил к соответствующему возрастанию числа очагов повреждений.

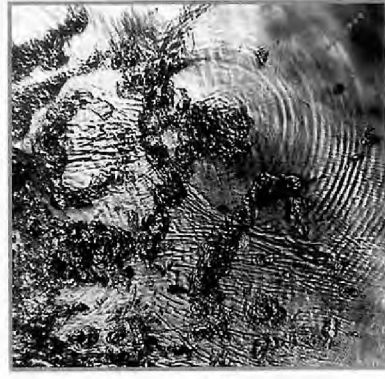
Области очаговых повреждений на рентгеновских топограммах разрешались благодаря возникшим вокруг дефектов сферически симметричным полям внутренних напряжений. Размер этих зон, искажающих кристаллическую структуру материала и рассеивающих рентгеновское излучение, составляет примерно  $0,1 \div 0,2$  мм. Исследование образцов, прошедших десятикратное воздействие, показал, что рост числа воздействующих импульсов может приводить к увеличению толщины нарушенного слоя.

На рисунке 4.7 приведены микрофотографии кратероподобных дефектов, обнаруженных ранее на рентгеновской топограмме бездислокационного образца после воздействия излучением с интенсивностью  $\sim 10$  МВт/см<sup>2</sup> (рисунок 4.6 а). Сами кратеры, ввиду малого размера, на микрофотографиях не разрешались, однако отчётливо наблюдалось геометрически почти правильное кольцо из иглоподобных образований, ориентированных в направлении  $\langle 110 \rangle$ . Внешний диаметр кольца «большого» кратера составляет  $\sim 230$  мкм, а меньшего -  $\sim 130 \div 150$  мкм. Эти «иглопочки», по-видимому, являются частицами германия (а, возможно, и окиси германия), испарённого из кратера и конденсировавшегося на поверхности образца. На рисунке 4.8 приведены микрофотографии участка поверхности образца, топограмма которого показана на рисунке 4.6 б. В этом случае интенсивность воздействующего лазерного излучения была  $\sim 20$  МВт/см<sup>2</sup>, то есть вдвое больше, чем в случае образца, показанного на рисунке 4.7. Диаметр области вокруг кратера, в которой наблюдалась конденсация иглоподобных образований, в этом случае составлял  $\sim 450$  мкм, то есть также вдвое больше.



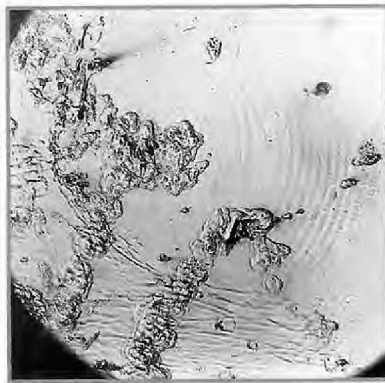
170  
МКМ

а) 1 импульс



170  
МКМ

б) 10 импульсов



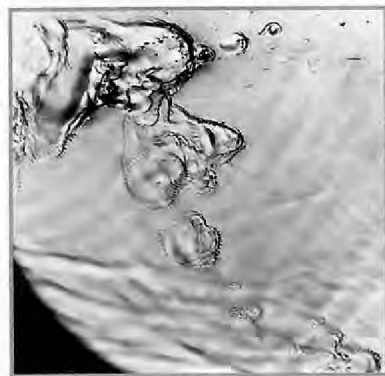
70  
МКМ

в) контраст на оплавленных участках и выколах



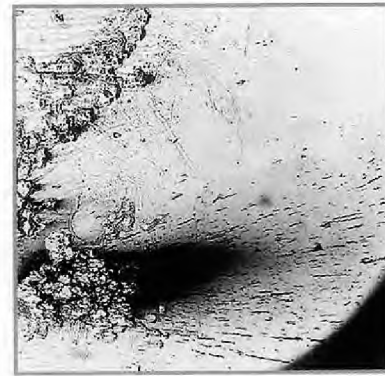
70  
МКМ

г) контраст на концентрических поднятиях



32  
МКМ

д) контраст на выколе



85  
МКМ

е) окисленная поверхность при наклонном разлёте плазмы из микрократера

Рисунок 4.4 - Микрофотография края зоны повреждений на поверхности бездислокационных монокристаллов германия после воздействия излучения с  $W_{p1} = 230 \text{ МВт/см}^2$ ; в), г), д) – увеличенное изображение участка концентрических образований, показанных на рисунке 4.4 б)

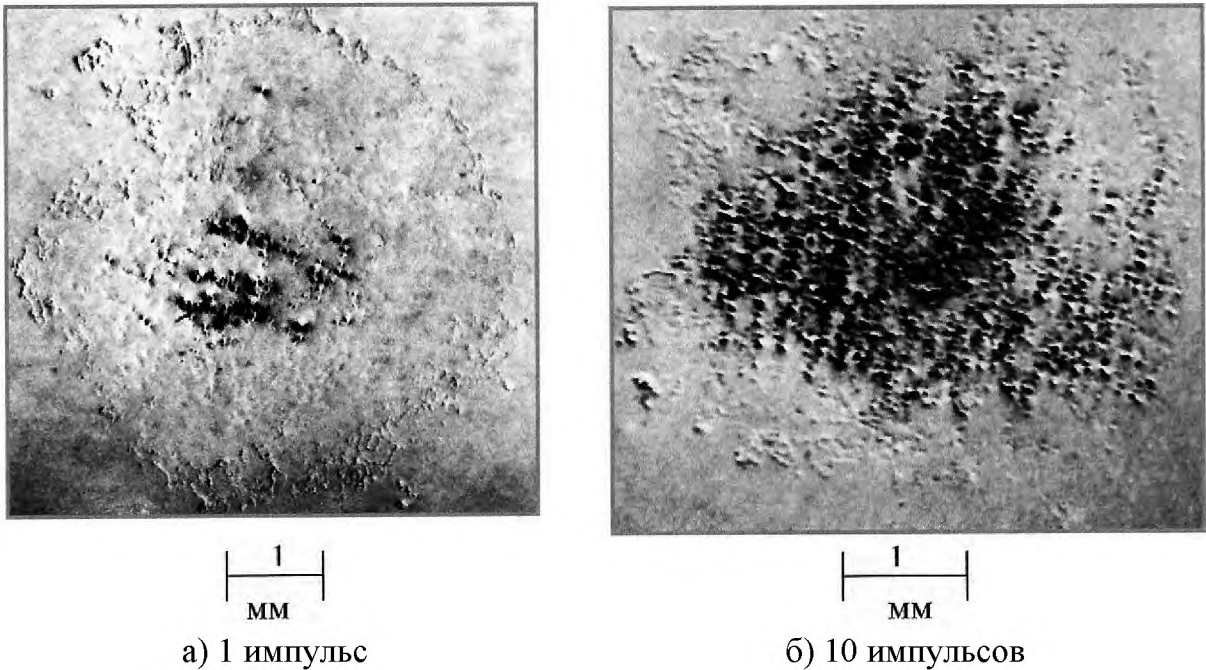


Рисунок 4.5 - Рентгеновские топограммы с входной грани облученных бездислокационных монокристаллов (поверхность химически полирована);  
 $W_{p1} = 130 \text{ МВт/см}^2$

Несмотря на то, что на рентгеновских топограммах зафиксированы весьма значительные участки нарушений кристаллической структуры, большая часть возникших микрократеров не разрешается в световом микроскопе даже при максимально возможном увеличении. Местоположение микрократеров удавалось определить лишь по следам выброса материала – ореолу из иглоподобных образований. На микрофотографиях сам кратер не разрешался, его положение лишь угадывалось. Исследование подобных участков с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 позволило установить, что обнаруженные дефекты являются поднятиями высотой до 5 мкм, в центре которых расположены микрократеры. Вокруг поднятий – ореол из иглоподобных образований.



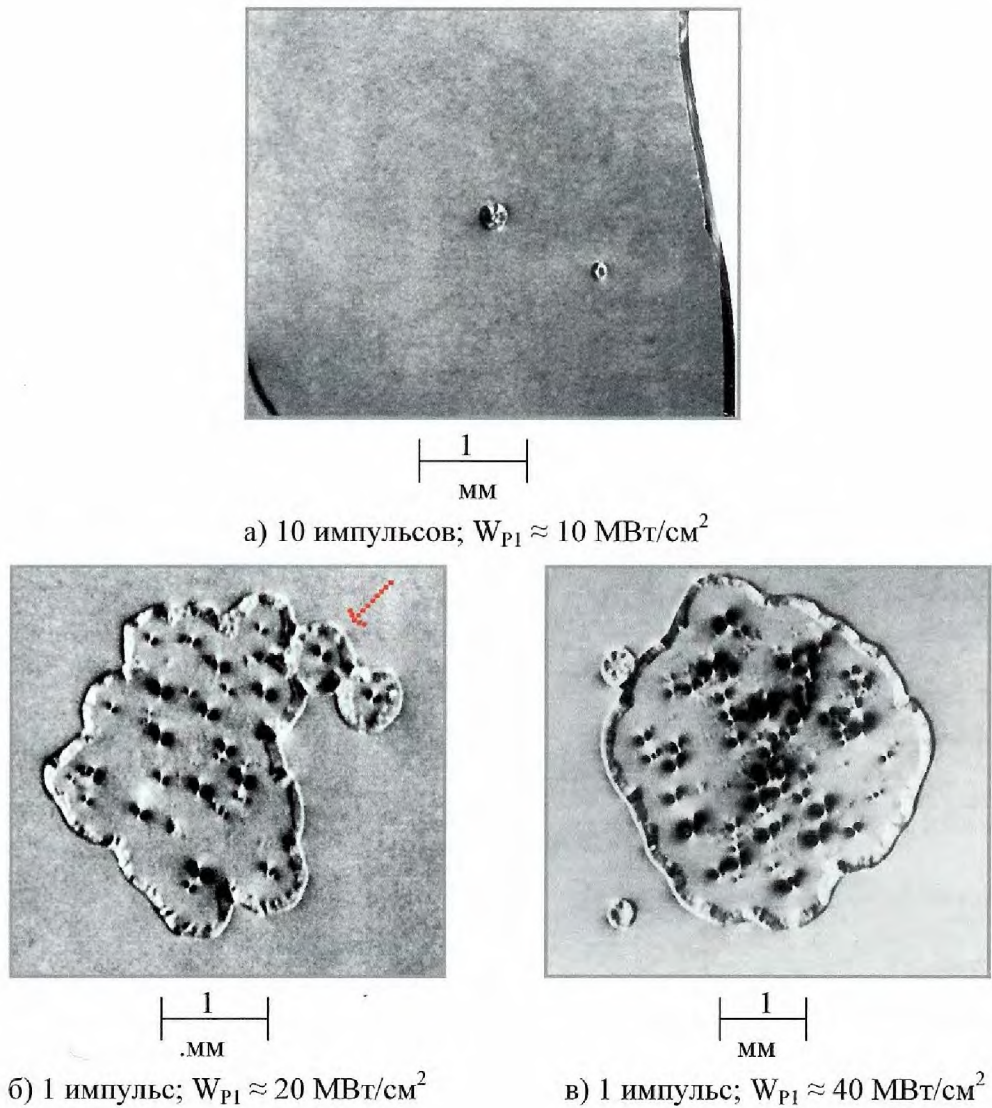
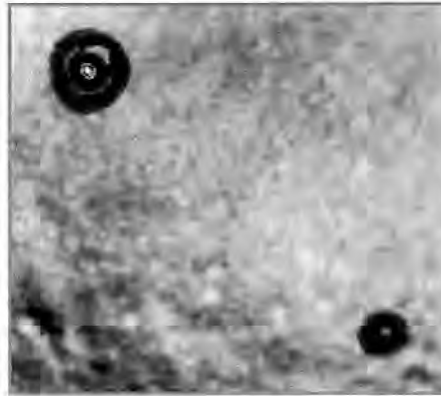


Рисунок 4.6 - Рентгеновские топограммы образцов при отсутствии плазменного факела

На выходной поверхности пластинок, подвергавшихся воздействию лазерного излучения сверхпороговой интенсивности, также наблюдались повреждения, но они гораздо менее заметны и лишь декорируют дефекты, оставшиеся после обработки приповерхностного слоя образца. Морфология этих дефектов сходна с повреждениями, которые наблюдались на входной грани образцов из германия при воздействии излучением допороговой интенсивности (рисунки 4.7, 4.8). На механически полированной поверхности монокристаллов марки ГМО, уже после воздействия одного импульса, возникали повреждения, декорирующие дефекты оптической обработки (рисунок 4.9).



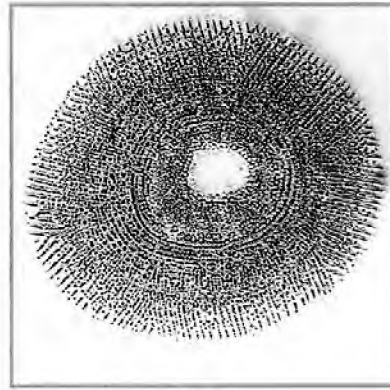
150  
МКМ

а) общий вид большого и малого кратеров



35  
МКМ

б) увеличенное изображение  
большого кратера



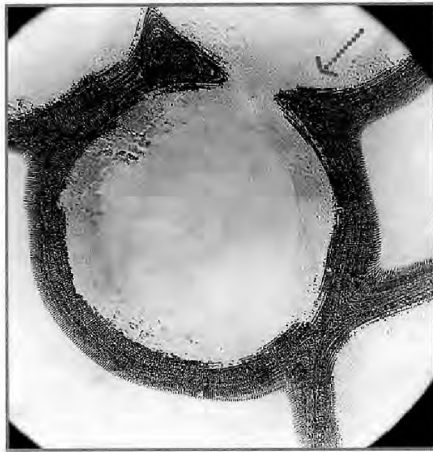
25  
МКМ

в) увеличенное изображение  
малого кратера

Рисунок 4.7 - Микрофотографии дефектов, показанных на топограммах (рисунок 4.6 а); на большом кратере различаются две зоны: дальняя – с ориентированными «иголочками», и ближняя – с неориентированными «иголочками» (направления роста «иголочек» –  $\langle 110 \rangle$ )

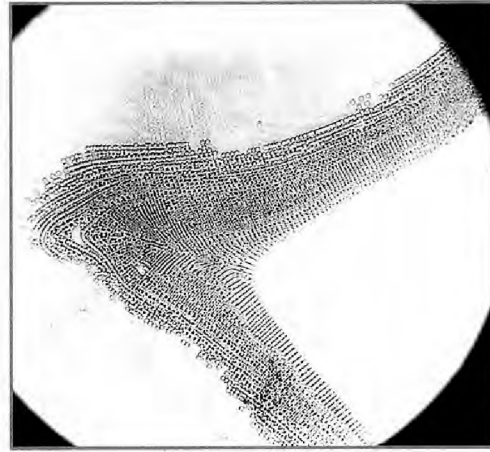
Для монокристаллического германия, в отличие от большинства других материалов исследовавшихся нами, характерна довольно высокая скорость накопления так называемых допороговых повреждений, то есть таких дефектов образца, которые возникают в результате воздействия лазерным импульсом допороговой интенсивности, практически не искажающимся при прохождении через кристаллическую пластину. На рисунке 4.10 приведена фотография монокристаллического германиевого зеркала, проработавшего в резонаторе нашего лазера при средней плотности энергии в импульсе  $1 \div 8 \text{ Дж/см}^2$ , то есть в допороговом режиме. На рисунке 4.11 приведены фотографии

отдельных микроучастков рабочих поверхностей таких зеркал, на которые воздействовало различное количество импульсов излучения. Они наглядно иллюстрируют процесс накопления повреждений. Первые повреждения возникают, как хорошо видно на рисунках, на дефектах структуры приповерхностного слоя образца и имеют отчётливо выраженный очаговый характер.



120  
МКМ

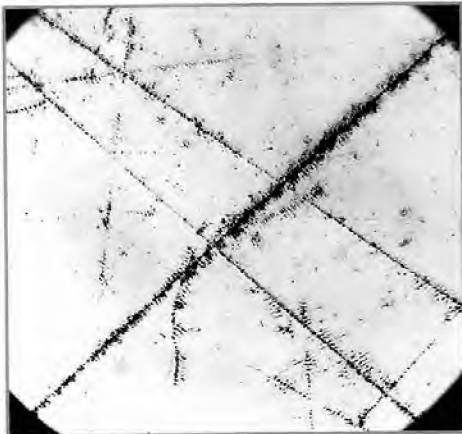
а) общий вид кратерной зоны



50  
МКМ

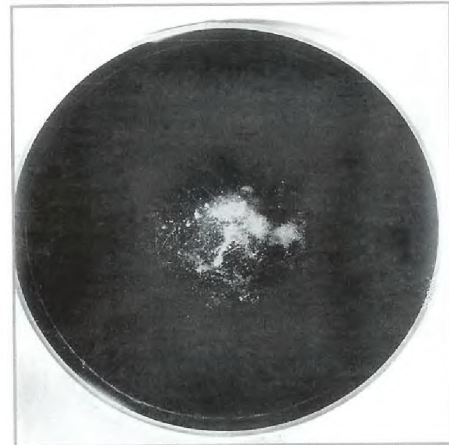
б) увеличенное изображение углового участка на границе между эпитаксиальными кольцами двух кратеров

Рисунок 4.8 - Микрофотография области кратера, показанного стрелкой на топограмме (рисунок 4.6 б)



250  
МКМ

Рисунок 4.9 - Разрушения на выходной поверхности оптически обработанной пластины германия (1 импульс,  $W_{p1} = 230 \text{ МВт/см}^2$ )



1  
см

Рисунок 4.10 - Пластина из монокристалла Ge ( $\varnothing 100 \text{ мм}$ ), использовавшаяся в качестве выходного зеркала  $\text{CO}_2$ -лазера, после  $\sim 5000$  импульсов с плотностью энергии  $\approx 1 - 8 \text{ Дж/см}^2$

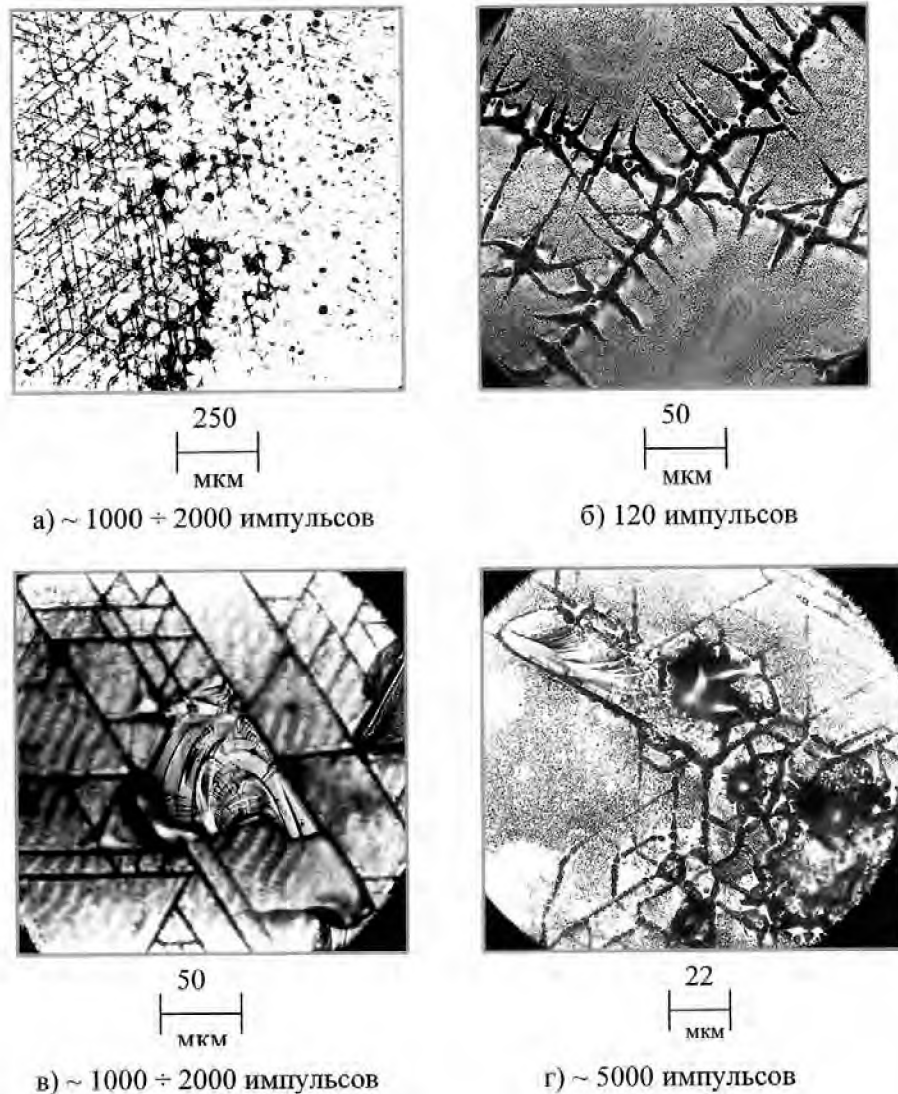
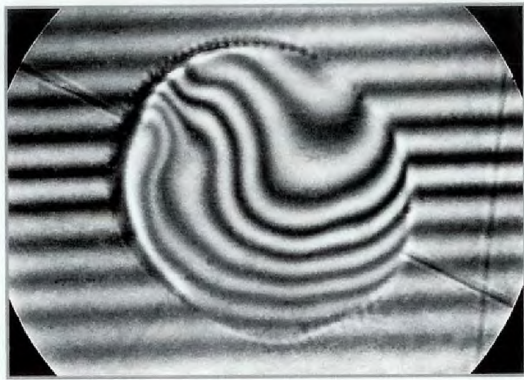


Рисунок 4.11 - Микрофотография участков поверхности лазерных зеркал после многократного воздействия с плотностью энергии  $\sim 1-8 \text{ Дж/см}^2$

На оптически обработанной поверхности германия очаги возникали на таких дефектах оптической обработки, как царапины шириной более 0,5 мкм и включения абразива (рисунки 4.11, 4.12).

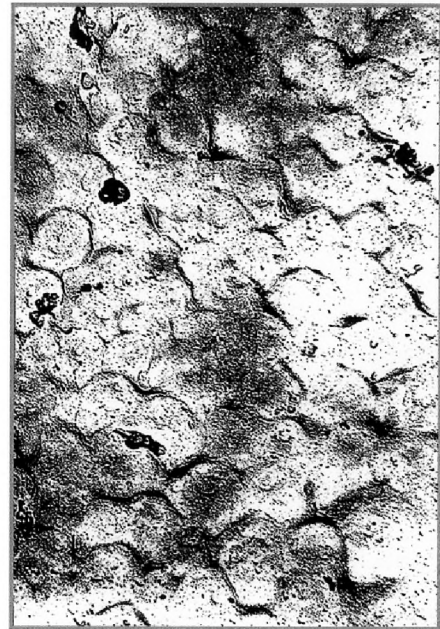
Многократное воздействие лазерного излучения на поверхность полупрозрачных выходных германиевых зеркал лазеров, описанных в работах [6, А10], приводило к тому, что такие структурные дефекты декорировались микрократерами и микротрещинами, размеры которых постепенно увеличивались. При использовавшихся в работе условиях эксперимента царапины шириной более 0,5 мкм, то есть реально наблюдавшиеся в микроскоп, являлись зародышами повреждений. На оптически полированной поверхности встречались также выколы глубиной  $0,25 \div 1 \text{ мкм}$  и менее

(рисунок 4.11 в). С ростом числа воздействующих лазерных импульсов кратерная зона расширялась и углублялась. На рисунке 4.11 б показана микрофотография участка поверхности германиевого зеркала, повреждённого при воздействии 120 лазерными импульсами. Эффективность действия излучения наглядно продемонстрирована на снимке места пересечения двух царапин, которые уже заметно декорированы слившимися кратерными образованиями. На следующей стадии от царапин развивались микротрещины по плоскостям спайности  $\{111\}$ , на которых также, в свою очередь, также возникали кратеры и так далее.



10  
МКМ

Рисунок 4.12 - Микроинтерферограмма выкола на оптически полированной поверхности германия (1 импульс,  $W_{p1} = 20 \text{ МВт/см}^2$ )



1  
МКМ

Рисунок 4.13 - Электронная микрофотография угольной реплики с участка поверхности лазерного зеркала (плоскость  $\{111\}$ ;  $\sim 5000$  импульсов)

Пространство между кратерами заполнялось распылённым из них конденсатом. После воздействия  $1000 \div 2000$  лазерными импульсами на оптически обработанной поверхности германиевого зеркала образовывалась сетка микротрещин по плоскостям спайности  $\{111\}$ , на которых возникали новые микрократеры. Пространство между ними постепенно заполнялось эпитаксиальной плёнкой, образующейся при конденсации испарённого из кратеров вещества (рисунок 4.11 а). Последующее воздействие лазерным излучением на те же участки зеркальной поверхности вызывало углубление кратеров и инициировало появление на зеркале выколов с поперечным размером до 100

мкм и глубиной до 50 мкм (рисунок 4.11 в). Подобные повреждения уже заметно ухудшают оптическое качество зеркальной поверхности, и наличие столь значительных искажений поверхности резонаторных зеркал приводит к заметному снижению уровня выходной энергии лазера (примерно вдвое) при значительном ухудшении распределения излучения и его расходимости.

При многократном режиме воздействия излучением допороговой интенсивности на германиевых зеркалах также возникает поверхностный рельеф, имеющий форму сетки гексагонов, являющихся поднятиями с размером ребра  $\sim 10\div 15$  мкм. На рисунке 4.13 приведена электронная микрофотография типичного участка поверхности германиевого зеркала, на которой отчётливо видна эта сетка.

С ростом плотности мощности воздействующего лазерного импульса скорость накопления повреждений на поверхности германия увеличивалась. Так, при воздействии лазерными импульсами с интенсивностью  $W_{P1} \sim (2\div 3) \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, скорость накопления дефектов резко возрастала (на два порядка), то есть разрушения, сходные с приведёнными на рисунке 4.11, возникали уже после воздействия  $\sim 50$  импульсами.

После исследования структуры и морфологии, описанных выше «лазерных» дефектов, поверхностный слой повреждённых образцов сполировывался, а затем проводилось контрольное травление, которое не выявило сколь либо заметных следов объёмных повреждений. Данный результат позволил вновь, причём неоднократно, использовать после переполитровки повреждённые лазерные зеркала из монокристаллического германия.

#### 4.5 Обсуждение полученных результатов

Приведённые в этой главе экспериментальные данные свидетельствуют, что степень повреждения поверхности монокристаллов германия излучением мощного импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера зависит от его интенсивности. Характер повреждений на входной грани германиевого оптического элемента резко изменяется при превышении некоторого значения плотности мощности лазерного излучения. Существенное изменение морфологии повреждений происходит при интенсивности воздействующего излучения  $W_{\text{PI}} \geq 4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$ . В этом случае низкопороговый оптический пробой воздуха перед поверхностью монокристалла происходит при несколько меньших потоках (раздел 3.2), и присутствие плазменного образования весьма слабо влияет на характер возникающих повреждений. В большинстве случаев пороги этих явлений весьма близки между собой, поэтому разделить их довольно трудно.

При интенсивности воздействующего излучения  $W_{\text{PI}} < 4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$  пропускание исследовавшихся в работе образцов германия слабо зависело от него, а в облучённой зоне, наблюдались только отдельные очаги повреждений, возникавших на различных дефектах кристаллической структуры и обработки поверхности. При интенсивности излучения, превышающей  $\sim 4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$  приповерхностный слой входной грани оптического элемента повреждался практически на всей площади в зоне воздействия излучения, причём степень поражения возрастала с увеличением плотности мощности лазерного излучения. Пиковая часть лазерного импульса при этом режиме воздействия заметно поглощалась. Как показано в главе 3, основная доля потерь излучения при прохождении пиковой части импульса сверхпороговой интенсивности через германиевый оптический элемент происходила вследствие поглощения горячими неравновесными свободными носителями заряда, генерирующимися в материале под действием поля лазерного излучения. Это явление может быть проанализировано подробно на примере монокристаллического германия.

По осциллограммам (рисунок 4.1) можно оценить, что плотность энергии воздействующего лазерного излучения, поглощённого образцом германия за время

действия пиковой части импульса, составляет  $\sim 0,5 \div 1,0$  Дж/см<sup>2</sup>. Данные металлографического исследования морфологии повреждений свидетельствуют, что эта энергия практически полностью выделяется в приповерхностном слое монокристалла толщиной  $1 \div 3$  мкм, вызывая его расплавление и, как следует из образования на поверхности структуры типа гексагона, частичную абляцию. Простые оценки (без учёта теплопроводности) показывают, что для мгновенного расплавления слоя германия толщиной 1 мкм необходимо выделение в нём энергии с плотностью  $\sim 0,5$  Дж/см<sup>2</sup>, а для сублимации этого слоя -  $\sim 3$  Дж/см<sup>2</sup>. Помимо этого, некоторый вклад в энергию, поглощённую поверхностным слоем образца, может вносить процесс переизлучения плазменного образования, возникающего в воздухе вблизи поверхности образца [177], но мы, полагаем, что этот вклад сравнительно невелик.

Исходное значение коэффициента поглощения излучения на длине волны 10,6 мкм в германии n - типа  $\beta = 0,02 \div 0,03$  см<sup>-1</sup> (см. раздел 2.3). В приповерхностном слое образца величина коэффициента поглощения германия заметно выше и имеет значение  $\sim 1$  см<sup>-1</sup>, однако и при такой его величине поверхностный слой может прогреться лишь на несколько десятков градусов. Термическая ионизация в данном случае слишком мала, чтобы внести сколь-либо существенный вклад в величину поглощённой энергии. Таким образом, необходимо выявить механизм лавинообразного роста коэффициента поглощения излучения в приповерхностном слое германия, который ответственен за резкое увеличение масштабов повреждений, наблюдавшихся в нашем эксперименте.

Механизм разрушения прозрачных сред импульсным лазерным излучением, как известно из данных, приведённых в главе 1, во многом сходен с процессом электрического пробоя твёрдых тел. Это явление в полупроводниковых материалах происходит, как правило, вследствие лавинной ионизации [155]. В работе [329] показано, что пробой p-n переходов в германии электрическими импульсами, имеющими длительность  $10^{-5} \div 10^{-6}$  с, происходит при средней напряжённости электрического поля  $E_{cp} = 3,8 \times 10^4 \div 1,4 \times 10^5$  В/см, причём порог пробоя возрастает с уменьшением ширины перехода. В нашем эксперименте среднеквадратичная напряжённость электрического поля световой волны достигала величины  $E_{cp,кв} = 3,5 \times 10^5$  В/см, причём, как показывают экспериментальные результаты работ [155, 330, 331], при воздействии на монокристаллический германий излучением импульсного CO<sub>2</sub> - лазера неравновесные носители заряда появляются уже при интенсивности  $W_{p1} = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.



Время рекомбинации неравновесных носителей заряда в этом случае составляет  $\sim 10^{-4}$  с [332].

Поверхность монокристалла, как известно, сама по себе является структурным дефектом. Наличие поверхностных уровней, дефектов обработки, взаимодействия оптического элемента с окружающей средой приводит к образованию приповерхностного слоя с особыми физическими свойствами. Этот слой отличается от объёма кристалла повышенной концентрацией свободных носителей и легкоионизируемых уровней в запрещённой зоне с  $h\nu \geq 0,117$  эВ, то есть ионизирующихся при поглощении фотона излучения  $\text{CO}_2$  - лазера. Соблюдение условия электронейтральности кристалла приводит к тому, что между объёмом и приповерхностным слоем кристалла находится слой объёмного заряда, толщина которого в германии при комнатной температуре составляет 1,4 мкм [98-102, 327, 329, 333]. Следовательно, условия для лавинной ионизации носителей заряда в приповерхностном слое существенно более благоприятны, чем в объёме монокристалла, и поэтому пробой развивается, прежде всего, в этом слое.

В этом случае, область пробоя в приповерхностном слое становится как бы нелинейным ослабителем, экранирующим объём монокристалла от проникновения излучения сверхпороговой интенсивности. Уже при температуре 1000 К ( $T_{\text{пл}} = 1210$  К [193]) в германии концентрация свободных носителей достигает величины  $n_i \sim 10^{19}$  см $^{-3}$  [98-102]. При комнатной температуре сечение поглощения свободными дырками на длине волны 10,6 мкм составляет  $S_p = 6,5 \times 10^{-16}$  см $^{-2}$  [A28, 79-81]. Из этого факта, очевидно, следует, что коэффициент поглощения излучения в германии при температуре порядка 1000 К может достигать величины  $\sim 10^4$  см $^{-1}$ .

Из этих оценочных рассуждений следует, что слой толщиной  $\sim 1$  мкм, обладающий подобным поглощением, ослабляет прошедшее излучение в  $e$  раз. Кроме того, при столь высокой концентрации свободных носителей заряда уже нельзя пренебрегать их вкладом в величину коэффициента отражения, что также будет сказываться на величине измеряемых потерь. В германии, в области концентраций носителей заряда  $n_i$  порядка  $10^{19}$  см $^{-3}$ , наблюдается так называемый эффект плазменного резонанса [98], проявляющийся в резком, резонансном изменении величины коэффициента отражения в том числе и в ИК - области от 20% до 90% при сравнительно небольшом увеличении концентрации носителей заряда. Эти данные позволяют нам

предположить, что появление перегиба на измеренной нами зависимости  $W_{P2} = f(W_{P1})$  (рисунок 4.2) может совпадать с минимумом отражения, который, как известно, наблюдается в германии при концентрации носителей заряда  $\sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [98]. Дальнейший рост нелинейных потерь, во многом вызван резким возрастанием в энергетическом балансе доли отражённого излучения (до  $R \sim 90\%$  при концентрации носителей заряда  $n_i \sim 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ).

Выше было показано, что при сверхпороговом режиме воздействия (рисунок 4.3) рост числа воздействующих импульсов сопровождается уменьшением амплитуды прошедшего лазерного импульса. Этот результат может быть объяснён тем, что глубина насыщенного примесями нарушенного приповерхностного слоя, в котором возник оптический пробой, возрастает с увеличением числа воздействующих импульсов ( $N$ ) за счёт легирования этого слоя поглощающими примесями при химическом взаимодействии расплавленного германия с плазменным образованием.

В процессе оптической обработки германия в приповерхностном слое материала наблюдается адсорбция примесных ионов. Наиболее активно процесс адсорбции происходит на таких структурных дефектах, как царапины, микротрещины и включения зёрен абразива [102, 333], которые, благодаря этому явлению, становятся центрами локального поглощения лазерного излучения. Большая часть примесных атомов в монокристаллах германия при комнатной температуре обычно ионизована. Вследствие этого, а также резкого роста локальной напряжённости поля вблизи структурных дефектов [327], порог пробоя на них должен заметно снижаться.

В бездислокационных кристаллах примеси склонны к коагуляции, что приводит к возникновению в кристалле так называемых кластеров [334] и других примесных образований, размеры которых могут достигать 20 мкм. Подобные структурные дефекты были исследованы в работе [335] с помощью микроанализатора MS-46. Микроанализ показал, что в состав примесных образований входят элементы: C, O, Na, Al, S, Cl, K, Ca. Соединения этих элементов, как правило, имеют довольно высокий коэффициент поглощения излучения с длиной волны 10,6 мкм. Поэтому примесные центры такого состава вполне могут быть очагами микропробоя, что и подтверждается результатами наших экспериментов.

Из опыта эксплуатации полупроводниковых приборов известно, что наличие примесных скоплений в монокристалле приводит к заметному ухудшению их рабочих

характеристик вследствие так называемого «микроплазменного пробоя» - электрического пробоя на микродефектах [99, 102, 327]. Сходные повреждения наблюдались нами в образцах бездислокационных монокристаллов германия, поражённых лазерным излучением. Плотность подобных очагов составила  $\sim 10^3 \text{ см}^{-2}$ , что по порядку величины соответствует концентрации примесных образований типа кластеров, выявленных до эксперимента по воздействию лазерного излучения в наших образцах путём травления. Подобные повреждения в монокристаллах кремния и арсенида галлия после воздействия излучением импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера, сфокусированного в объём образца, зарегистрированы в работе [155]. Там же отмечается, что обнаружить объёмные повреждения в германии после лазерного воздействия не удаётся. Эти результаты, полученные независимо, несколько позже нас, хорошо согласуются с нашими результатами, приведёнными в данной главе.

Таким образом, результаты, изложенные в настоящей главе, позволяют считать, что повреждения монокристаллов германия, поражённых излучением импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера с пиковой плотностью мощности, превышающей  $4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$ , происходят вследствие лавинного пробоя в электрическом поле световой волны, происходящего в тонком приповерхностном слое вблизи входной грани оптического элемента. В этом случае область пробоя становится как бы нелинейным ослабителем, предохраняющим объём детали от воздействия излучением сверхпороговой интенсивности. Возникновение повреждений при  $W_{\text{p1}} < 4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$  может быть объяснено микропробоями на структурных дефектах, имеющих порог оптического пробоя ниже, чем у матрицы.

## Выводы

1. Разработана химико-механическая технология финишной обработки монокристаллического германия позволившая обеспечить отсутствие микроцарапин на поверхности полируемых изделий (безабразивное выравнивание) и высокую геометрическую точность деталей диаметром более 50 мм при существенном увеличении производительности процесса.

2. Методами световой и электронной микроскопии, а также рентгеновской топографии исследованы особенности поражения образцов из бездислокационных монокристаллов германия, а также оптических элементов из серийно выпускаемого материала марки ГМО, излучением мощного импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера. Показано, что в диапазоне амплитудных значений плотности мощности излучения  $2 \times 10^6 \div 4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> реализуются два основных типа повреждений. При  $W_{\text{p1}} < 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдались очаги локальных микроразрушений приповерхностного слоя, а при больших нагрузках в зоне воздействия происходило оплавление приповерхностного слоя глубиной 1÷3 мкм.

3. Локальные микроразрушения, возникающие при  $W_{\text{p1}} < 4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, вследствие пробоя либо на поглощающих микронеоднородностях типа кластеров, находящихся в приповерхностном слое, либо на дефектах оптической обработки, являются результатом микровзрыва, приводящие к образованию микрократеров на поверхности, окружённых характерной плёнкой продуктов выброса. Вокруг кратеров часто наблюдалась характерная волновая картина, являющаяся, видимо, результатом действия поверхностных ударных волн, возникающих при взрыве, с давлением на фронте, превышающем предел упругости материала.

4. Воздействие лазерного импульса с плотностью мощности более  $4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> приводило к возникновению лавинного пробоя в приповерхностном слое германия глубиной 1÷3 мкм. Поглощение излучения на неравновесных носителях заряда вызывало выделение большей части энергии лазерного импульса в этом слое, что предохраняет объём оптического элемента от поражения излучением сверхпороговой интенсивности. Благодаря этому эффекту дорогостоящие детали из германия повреждаются излучением лишь частично, что позволяет их полностью восстанавливать после переполровки.

## ГЛАВА 5 ПОГЛОЩАЮЩИЕ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТИ В ЩГК И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ОПТИЧЕСКУЮ СТОЙКОСТЬ

При проведении экспериментов, ранее описанных в главе 3, было зафиксировано, что в объёме многих монокристаллов во время воздействия наблюдались центры свечения, а после воздействия в этих участках выявлялись характерные микродефекты (рисунки 3.9а, 3.11, 3.12). Эти дефекты - результат так называемых разрушений на «включениях» (см. главу 1) - возникали также при допороговых нагрузках и снижали оптическое качество лазерных окон, зеркал и других элементов проходной оптики, хотя, как правило, и не приводили к их полному выходу из строя.

Проведённые до начала данной работы исследования (см., например, публикации [145, 147, 148, 331, 336-341]) не выявили однозначно особенностей этого явления, возникающего в прозрачных материалах при поражении излучением импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера. Не были досконально изучены морфология повреждений, физико-химические особенности процесса их образования, влияние свойств кристаллической решётки на параметры возникающих повреждений, а также роль многочисленных дефектов структуры монокристалла. Не было ясности даже в таком сравнительно простом вопросе - являются ли эти дефекты полостями [331, 336-341] или включениями стеклообразного материала [147, 148]. Авторы работ [145, 331, 336-341] утверждали, что при воздействии излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера поры и трещины в объёме ЩГК появляются из-за нагрева поглощающих неоднородностей на  $\sim 50^\circ\text{C}$ , а возникающее при этом свечение имеет триболоминесцентную природу.

В данной главе сообщаются полученные нами результаты исследования объёмных повреждений, возникающих в  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{KBr}$  и  $\text{RbI}$  при воздействии на них излучения импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера. Эти результаты опубликованы в работах [A2, A6-A8, A14, A26, A27, A16, A34, A51].

Выбор щёлочно-галогидных кристаллов в качестве объекта исследования обусловлен как тем, что монокристаллы  $\text{NaCl}$  и  $\text{KCl}$  широко используются для изготовления ИК - оптики и, в частности, лазерной оптики, так и тем, что ЩГК – это

кубические кристаллы, имеющие простую структуру кристаллической решётки. Их основные физико-химические свойства весьма подробно изучены, и поэтому эти монокристаллы обычно применяются в качестве модельного материала. В наших экспериментах также использовались ЩГК.

Методами световой микроскопии были исследованы: процесс объёмного порообразования в ЩГК при поражении излучением импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера; зависимость концентрации образовавшихся в результате этого полостей от содержания контролируемых и неконтролируемых примесей в монокристалле, от температуры его предварительного отжига, от облучения различными дозами ионизирующего излучения; взаимосвязь между параметрами пор и энергией решётки монокристалла. Обнаружен и исследован процесс залечивания «лазерных» полостей путём высокотемпературного отжига при атмосферном давлении воздуха.

Изложенные в данной главе результаты позволили сформулировать и апробировать новый способ определения оптической однородности в прозрачных материалах, основанный на локальном нагреве импульсным лазерным излучением микро- и наноразмерных поглощающих микронеоднородностей; нагретые дефекты выявляются с помощью тепловизионного прибора [A51].

### 5.1 Методика проведённых исследований

Одна часть исследований, описанных в этой главе, проведена на образцах ЩГК, использовавшихся в экспериментах, описанных в главе 3. Другая - на специально выращенных, или прошедших предварительную обработку, монокристаллах с заранее заданной структурой точечных дефектов. Эти образцы подвергались воздействию лазерного импульса со средней плотностью энергии  $W_E \sim 10 \text{ Дж/см}^2$ , при которой вероятность появления плазменного образования вблизи поверхности монокристалла была близка к величине 0,5.

При проведении эксперимента образцы располагались так, чтобы оптическая ось воздействующего луча совпадала с кристаллографическим направлением  $\langle 100 \rangle$ . Воздействие производилось на поверхность чистого скола кристаллографической плоскости  $\{100\}$ . Образцы выкалывались из монокристаллических блоков по плоскостям спайности непосредственно перед воздействием, то есть влияние атмосферной влаги [164,165] на результаты эксперимента было минимизировано. Эксперимент проводился таким образом, чтобы время между процессами выкалывания образцов и воздействия на него лазерным излучением составляло не более 1 минуты; размеры таких образцов обычно составляли  $\sim 25 \times 25 \times 6 \text{ мм}^3$ .

Основная часть использовавшихся монокристаллов была изготовлена по стандартной промышленной технологии - выращена на воздухе по методу Киропулоса из сырья марки ОСЧ. Часть монокристаллов хлорида калия предварительно отжигалась в течение двух часов при температурах 400, 500, 600 и  $700^\circ\text{C}$ , а группа монокристаллов хлорида натрия до воздействия лазерным излучением облучалась на линейных ускорителях электронов с энергией 3,5 и 7 МэВ, а затем отжигалась для варьирования структуры точечных дефектов монокристалла.

Кроме того, в работе использовались образцы монокристаллов KCl и NaCl, легированные свинцом (Pb), специально выращенные на кафедре кристаллофизики МИСиС [342] без применения специальных методов глубокой очистки сырья, а также монокристаллы KCl и NaCl:Pb, выращенные в вакууме из сырья, прошедшего

специальную очистку, и содержащие менее  $10^{-6}$  вес. % посторонних катионных и анионных примесей, [197].

Таблица 5.1 – Площадь поверхности образцов, в пределах которой после воздействия наблюдались объемные повреждения

Материал	$S \times 10^{-1}, \text{ см}^2$	
	При наличии плазмы перед входной гранью	При отсутствии плазмы перед входной гранью
RbI	0,047	0,047–0,13
KBr	0,14–3,1	0,16–1,7
KCl	0,02–2,0	0,6–1,4
NaCl	0,047–1,4	0,034–0,14

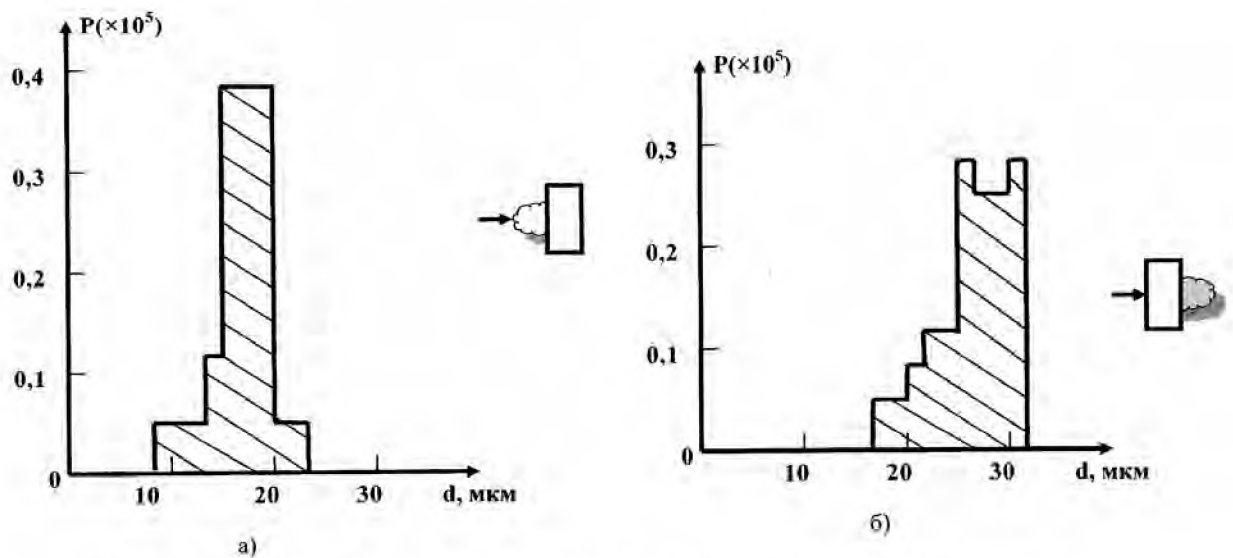


Рисунок 5.1 Гистограммы распределения полостей в KCl по размерам:  
 а) при наличии плазменного образования перед входной гранью;  
 б) в отсутствие плазменного образования перед входной гранью

До воздействия излучения тестовые образцы ЩГК исследовались с применением микроскопа МИК-4: в проходящем (при скрещенных и параллельных поляризаторах), отражённом (косом и прямом) и рассеянном свете. В исходных образцах дефекты, сходные по форме и размерам с повреждениями, возникшими в результате воздействия, не наблюдались.

После воздействия лазерного излучения все образцы ЩГК также исследовались с применением микроскопа МИК-4. С помощью световой микроскопии определялись размеры зоны, в которой после воздействия образовывались объёмные повреждения, определялись их размеры и концентрация. Влияние особенностей распределения



лазерного излучения на поверхности образца сводилось к минимуму, так как измерения размеров «лазерных» дефектов и их концентрации производились в центральной части повреждённой зоны, то есть в области максимальной концентрации повреждений. Для этих измерений в микроскопе использовались стандартный объектив с увеличением  $\times 9$  и окуляр-микрометр. В этом случае площадь поля зрения, в котором производились измерения, составляла  $4,65 \times 10^{-3} \text{ см}^2$ . Так как дефекты по глубине образцов, несколько различающихся по толщине, были распределены неравномерно, то было принято решение производить измерения концентрации в слое глубиной 2 мм вблизи «входной» грани образца. Для каждого облучённого образца были построены гистограммы распределения дефектов по размерам (рисунок 5.1), вычислялись концентрация дефектов и их средний размер.

Дополнительно производилось исследование распределения количества возникших «лазерных» дефектов по толщине кристалла вдоль оси воздействующего луча. Для этого образцы раскалывались по плоскости спайности так, чтобы она проходила через центр повреждённой зоны параллельно оптической оси, вдоль которой исследуемый монокристалл условно делился на несколько (обычно 6÷7) одинаковых участков. В этих зонах измерялось количество дефектов, после чего строились гистограммы их распределения в образце вдоль оси воздействующего лазерного луча. Статистическая обработка результатов эксперимента проводилась по общепринятым методикам, изложенных в монографиях [325, 326]. Расхождения в значениях средних размеров дефектов не являются случайными с надёжностью вывода 0,98.

## 5.2 Морфология объёмных «лазерных» повреждений в ЦГК

После воздействия лазерным излучением в центральной части повреждённой зоны исследовавшихся монокристаллов наблюдались дефекты, параметры которых несколько различались для разных материалов (таблица 5.1). Площадь области, в которой возникали дефекты, в некоторой степени зависела от плотности энергии воздействовавшего излучения. Однако, в гораздо большей степени, эта величина определялась качеством конкретного образца. Даже в образцах, выколотых из одного и того же монокристалла и подвергавшихся одинаковому воздействию, размеры этой зоны и количество возникших в ней повреждений могли резко различаться.

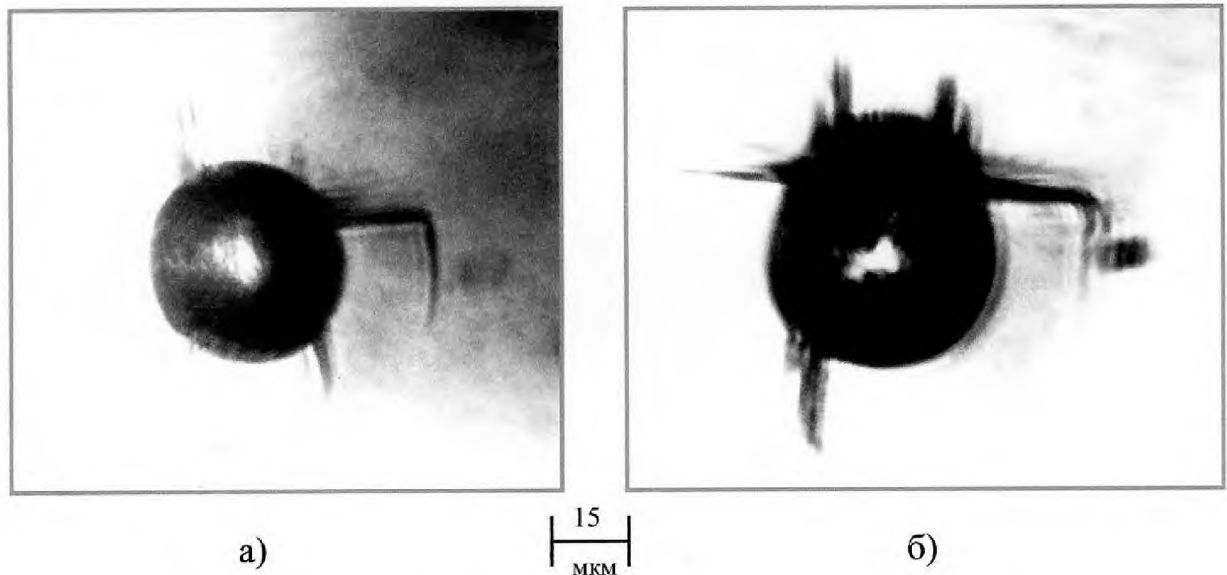


Рисунок 5.2 - «Лазерные» полости в КСl. Вид дефекта в плоскости:  
а) нормальной лучу лазера; б) параллельной лучу лазера

При исследовании образцов, расколотых вдоль оптической оси, в отражённом свете с помощью короткофокусного объектива было однозначно установлено, что дефекты являются полостями с тёмным налётом на стенках (рисунок 5.2). Форма этих полостей близка к сферической, однако, вдоль оси воздействующего лазерного луча у них наблюдалась слегка вытянутая грибовидная форма с расширением в сторону

источника излучения, причём это характерно для большинства исследованных дефектов независимо от материала образца. Практически от каждой «лазерной» полости отходили одна или несколько микротрещин по плоскостям спайности  $\{100\}$ . Длина их обычно составляла  $10\div 40$  мкм, но иногда доходила до 1 мм и более. Небольшие микротрещины в физике разрушения хрупких материалов принято называть докритическими, так как после возникновения они обычно не развиваются дальше и не приводят к катастрофическому разрушению образца [178]. Микротрещины, расположенные ортогонально направлению лазерного луча, зачастую приобретали округлую форму (рисунок 5.3).

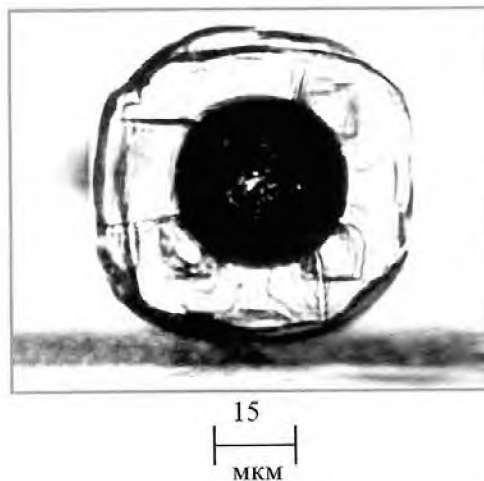
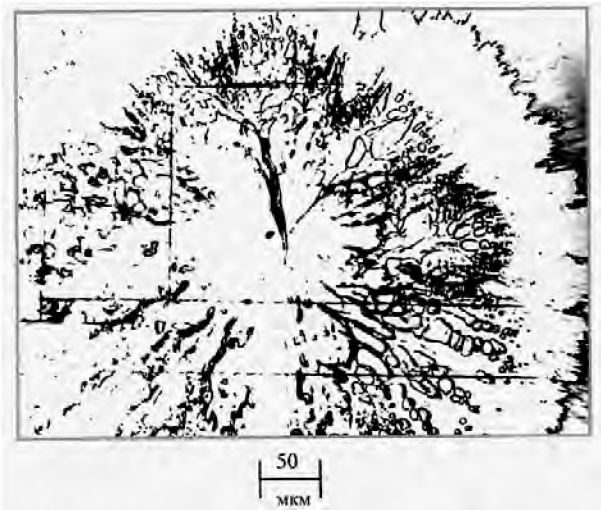


Рисунок 5.3 - Микротрещина на полости в КСl, ортогональная направлению лазерного луча

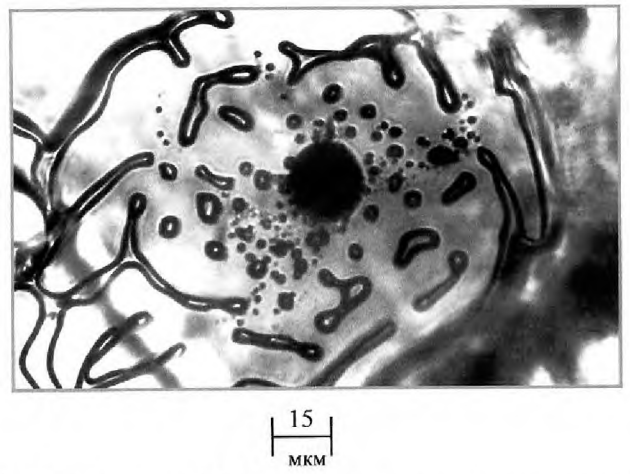
Изредка наблюдались полости с отходящими от них криволинейными микротрещинами, расположенными вдоль кристаллографических плоскостей  $\{110\}$ . Процесс трещинообразования на «лазерных» полостях несколько различался в зависимости от свойств материала. Так, в монокристаллах RbI довольно часто встречались полости либо без трещин, либо с одной микротрещиной. В монокристаллах хлорида натрия, легированного примесью свинца NaCl:Pb, в отличие от «чистых» образцов, на порах возникали сдвоенные параллельные микротрещины по плоскостям спайности  $\{100\}$ .

При превышении порога возникновения плазменного образования в  $2\div 3$  раза в образцах очень часто возникали так называемые катастрофические разрушения, зачастую приводившие к полной деструкции исследуемого монокристалла, что не позволило нам измерить, как намечалось в программе эксперимента, зависимость

размера возникших полостей от плотности энергии воздействующего лазерного излучения. Такие разрушения являлись результатом образования магистральных трещин длиной  $10\div 40$  мм, отходящих от полостей и, во многих случаях, выходящих на поверхность образца. Детали ручейкового узора таких трещин часто декорировались продуктами испарения. При этом полость либо не наблюдалась совсем (рисунок 5.4а), либо имела размеры значительно меньшие, чем в среднем по образцу (рисунок 5.4б).



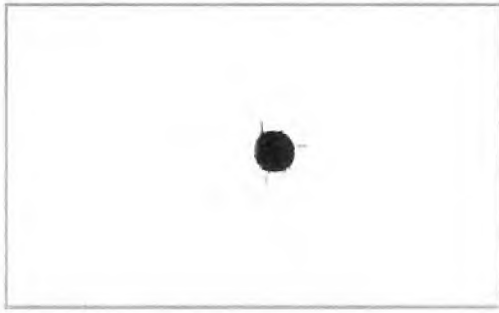
а) Поверхность скола, ортогонального лучу, при микровзрыве на включении в КС1, декорированная продуктами испарения



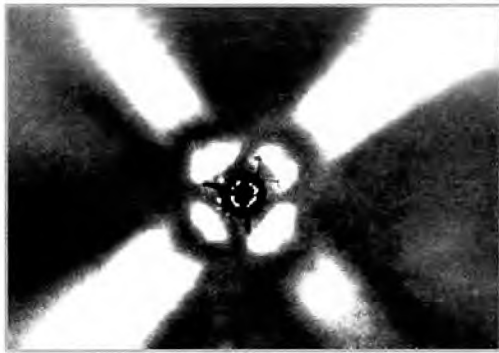
б) Пустота в RbI. Трещина, ортогональная лучу, декорирована продуктами испарения

Рисунок 5.4 – Разрушения в кристаллах при существенном превышении порога возникновения плазменного образования

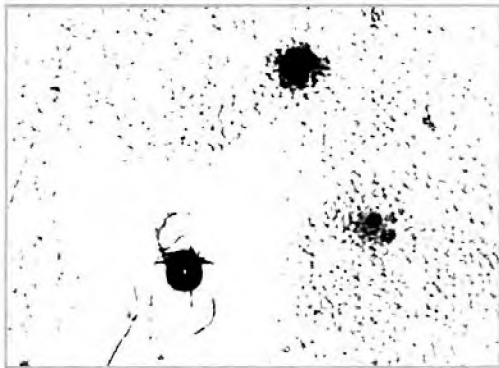
Полости являются источниками значительных внутренних напряжений. В поляризованном свете вокруг пор выявлены 12-лепестковые розетки двойного лучепреломления (рисунки 3.12, 5.5), свидетельствующие о значительном градиенте внутренних напряжений. Лучи розеток ориентированы вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$ . Длина их обычно достигала  $0,8\div 1,2$  мм. Методом избирательного травления вокруг полостей выявлялись дислокационные розетки, сходные с классическими розетками, возникающими при надавливании на монокристалл индентором [194].



а) вид дефекта при параллельных поляризаторах



б) вид дефекта при скрещенных поляризаторах



в) дислокационная розетка вокруг дефекта, выявленная травлением

25  
мкм

Рисунок 5.5 - Лазерная полость в КСІ

### 5.3 Статистика распределения полостей по размерам в зависимости от условий лазерного воздействия

В данном разделе работы приведены статистически обработанные результаты измерений размеров и концентрации «лазерных» полостей, созданных в образцах монокристаллов NaCl, KCl, KBr и RbI. Хотя размеры полостей в основном зависели от качества образца, были зарегистрированы три существенно отличающихся друг от друга режима воздействия. Наличие этих режимов связано с присутствием плазменного образования вблизи поверхности исследуемого образца (глава 3), возникновение которого является вероятностным процессом. Это позволило провести исследования при одной и той же плотности энергии воздействующего на образец лазерного импульса  $\sim 10 \text{ Дж/см}^2$ , при которой вероятность низкопорогового оптического пробоя воздуха вблизи поверхности чистого скола ШГК была близка 0,5.

Вот эти режимы:

- 1) оптический пробой воздуха перед поверхностью образца отсутствовал;
- 2) оптический пробой воздуха наблюдался только вблизи выходной грани образца;
- 3) оптический пробой воздуха происходил перед входной гранью образца (в этом случае несущественно наличие или отсутствие плазменного образования вблизи выходной поверхности).

Таблица 5.2 – Параметры полостей, возникших в ШГК после прохождения лазерного импульса

Материал	$\xi$ , ккал/моль	Нет плазмы перед входной гранью						Плазма перед входной гранью					
		К-во пор	$\rho_{\text{ср}}$ , $\text{см}^{-3}$	$d_{\text{ср}}$ , мкм	$\Delta d_{\text{ср}}$ , мкм	$d_{\text{max}}$ , мкм	$m_{\text{ср}}$ , нг	К-во пор	$\rho_{\text{ср}}$ , $\text{см}^{-3}$	$d_{\text{ср}}$ , мкм	$\Delta d_{\text{ср}}$ , мкм	$d_{\text{max}}$ , мкм	$m_{\text{ср}}$ , нг
RbI	149,7	35	$6 \cdot 10^3$	64	13	135	479	163	$3 \cdot 10^4$	22	4	108	20
KBr	161,2	254	$3 \cdot 10^4$	26	3	53	25,3	398	$7 \cdot 10^4$	19	2	43	9,9
KCl	167,8	172	$3 \cdot 10^4$	23	3	45	12,6	800	$3 \cdot 10^4$	18	2	44	6,1
NaCl	184,7	152	$3 \cdot 10^4$	13	3	28	2,5	136	$2 \cdot 10^4$	20	2	34	9,1

При использовавшихся методах измерения параметров полостей (в слое

толщиной 2 мм около входной грани образца) эти величины для первого и второго режимов воздействия оказались весьма близки между собой, и поэтому мы сочли возможным при дальнейшем рассмотрении объединить их. Экспериментальные данные о параметрах полученных полостей мы сопоставили со значением величины энергии кристаллической решётки исследовавшихся ЩГК [274].

Энергия кристаллической решётки -  $\xi$ , макроскопический параметр, являющийся мерой сил, действующих между ионами решётки, и характеризующий устойчивость монокристалла к внешнему воздействию [194].

В таблице 5.2 величина  $\xi$  сопоставлена с измеренными нами параметрами полостей: средняя концентрация пор в образце -  $\rho_{\text{ср}}$ , средний размер -  $d_{\text{ср}}$ , максимальный размер -  $d_{\text{max}}$ , масса вещества, вынесенного из полости, -  $m_{\text{ср}}$  и  $m_{\text{max}}$  (эти значения, рассчитаны в приближении сферической полости). Приведённые данные сопоставлены для первого + второго и третьего режимов воздействия. Видно, что свойства «лазерных» полостей заметно изменялись в случае возникновения плазменного образования вблизи входной грани.

Рассмотрим режим воздействия излучения, при котором не возникало плазменное образование перед входной гранью образца. Типичная гистограмма распределения полостей по размерам в монокристаллах хлорида калия приведена на рисунке 5.1. Сходные гистограммы получены и для остальных ЩГК, однако, значения среднего размера пор  $d_{\text{ср}}$  для них заметно различались. На рисунке 5.6 показана зависимость рассчитанного в сферическом приближении среднего значения массы материала, вынесенного из полости, от энергии кристаллической решётки. Компьютерный расчёт по методу наименьших квадратов показал, с вероятностью 0,98, что эта зависимость удовлетворяет уравнению (5.1)

$$m_{\text{ср}} \approx 0,07 \times \exp(-0,09 \times \xi). \quad (5.1)$$

Значения величин  $d_{\text{ср}}$  для образцов монокристаллов NaCl, KCl и KBr точно соответствуют найденной зависимости (5.1), а экспериментальное значение размеров полостей в RbI несколько выше, чем рассчитанное по уравнению (5.1) значение. Однако, концентрация полостей в NaCl, KCl и KBr в этом случае была сходной и составляла  $\sim 3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ , а в RbI средняя концентрация пор была несколько ниже  $\sim 6 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ .

Обнаружено, что при использовавшихся в работе параметрах лазерного импульса,

для каждого исследованного нами ЩГК существует характерная величина:  $d_{\max}$  - максимальный размер пор, возникающих в данном монокристалле в результате воздействия. Добиться увеличения величины  $d_{\max}$  путём роста плотности энергии воздействующего лазерного импульса не удалось, более того, в случае возникновения плазменного образования перед входной поверхностью образца, размеры полостей заметно снижались. Если же плотность энергии излучения повышалась фокусировкой излучения в объём монокристалла короткофокусной линзой, то это приводило к развитию в образце магистральных трещин, приводивших к его полному катастрофическому разрушению.

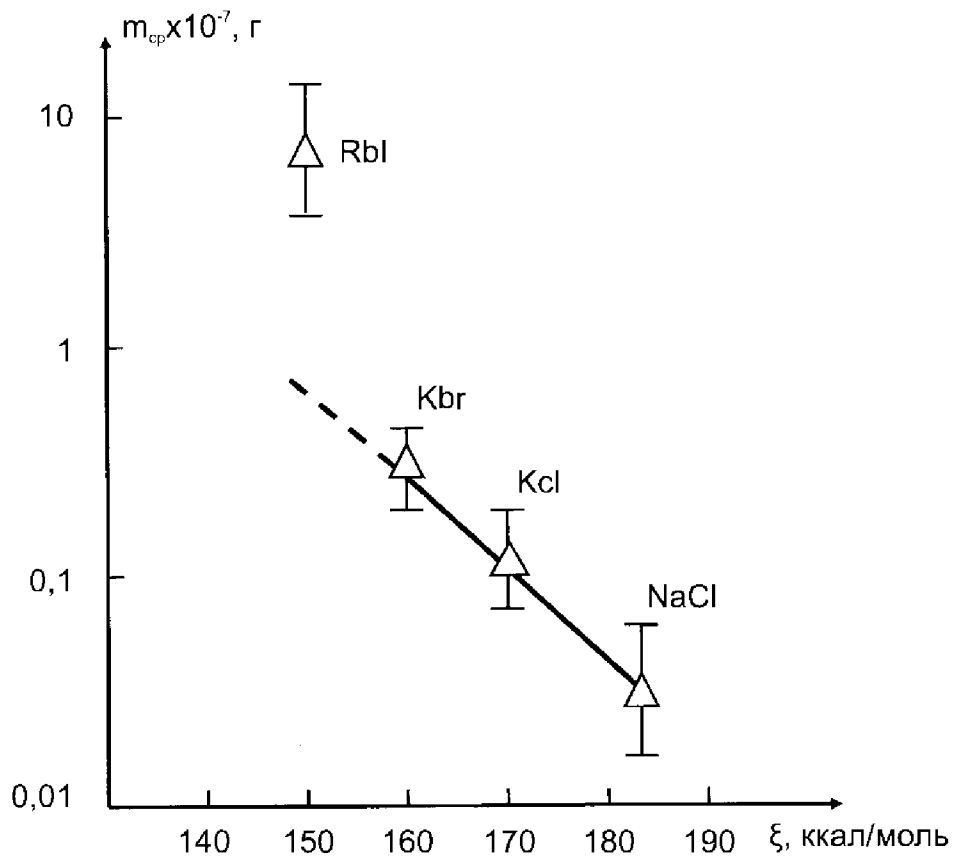


Рисунок 5.6 - Зависимость среднего значения массы материала, вынесенного из полости, от энергии кристаллической решетки

Если перед входной гранью образца происходил оптический пробой воздуха (третий режим), то параметры полостей кардинально изменялись. Гистограмма распределения полостей по размерам для этого случая приведена на рисунке 5.1б. Средний размер полостей при этом режиме воздействия был практически одинаков во всех четырех исследованных ЩГК. Концентрация полостей в KCl и NaCl не



изменилась по сравнению с первым режимом, а в KBr и RbI возросла вдвое. Следует подчеркнуть, что наличие или отсутствие плазменного образования вблизи выходной грани образца в данном случае практически не сказывалось на параметрах возникающих вблизи входной грани полостей.

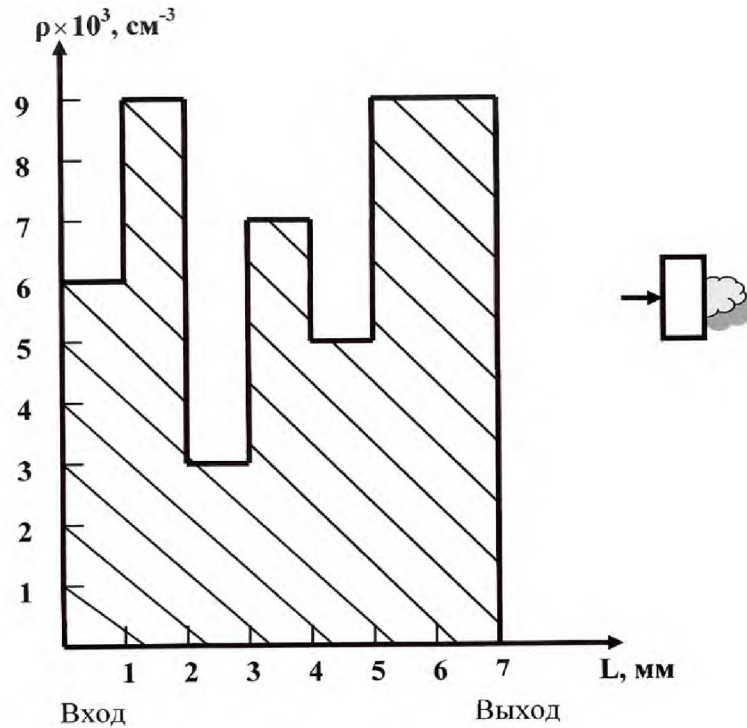
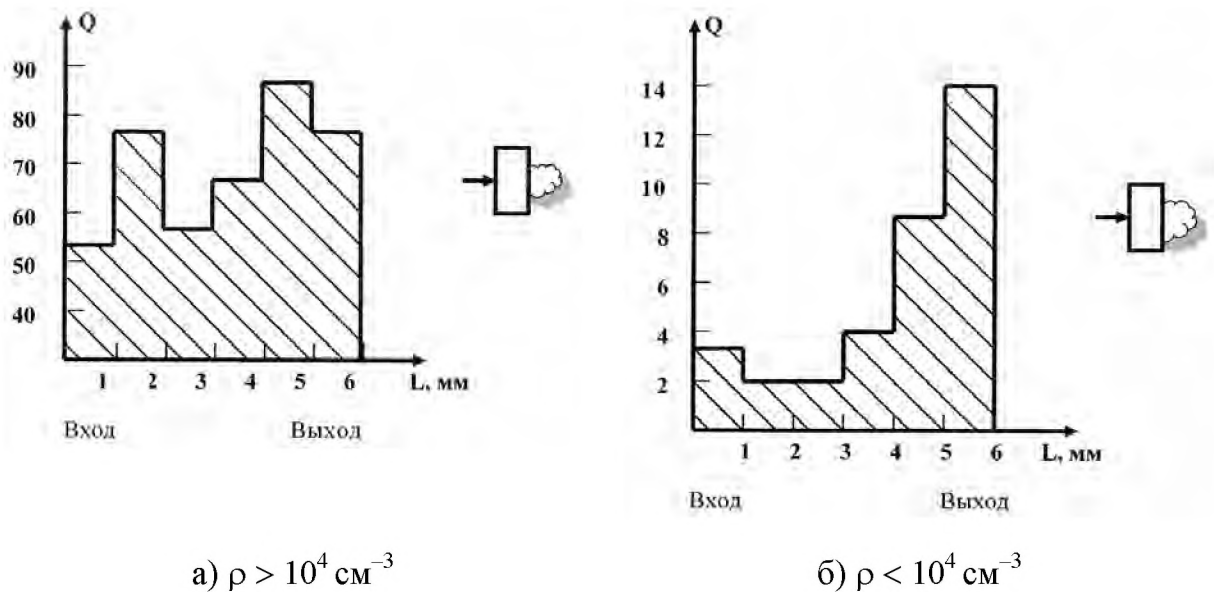


Рисунок 5.7 - Распределение концентрации полостей по толщине монокристалла



а)  $\rho > 10^4 \text{ cm}^{-3}$

б)  $\rho < 10^4 \text{ cm}^{-3}$

Рисунок 5.8 - Распределение числа полостей в поле зрения микроскопа по толщине в монокристалле KCl (площадь поля зрения –  $4,65 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ )

Рассмотрим отдельно второй режим воздействия, который во многом схож с первым. Нами было обнаружено, что распределение полостей по толщине образца, которое при первом и третьем режимах воздействия было хаотическим, при наличии плазменного образования только вблизи выходной грани в части образцов становилось упорядоченным и приобретало явную тенденцию к росту концентрации полостей в процессе прохождения излучения через образец, от входной грани до выходной. На рисунках 5.7 и 5.8 приведены гистограммы распределения полостей по толщине образца для этого случая, измеренные на монокристаллах КС1. При этом режиме воздействия исследованные образцы заметно делятся на две подгруппы. В образцах с концентрацией полостей, превышающей величину  $10^4 \text{ см}^{-3}$ , поры, как и при других режимах воздействия, распределены хаотически (рисунок 5.8а). Однако в образцах с величиной  $\rho < 10^4 \text{ см}^{-3}$ , как это видно на гистограмме (рисунок 5.8б), концентрация полостей вблизи выходной грани образца примерно на порядок превышает соответствующее значение около входной поверхности.

#### 5.4 Влияние структуры точечных дефектов монокристалла на параметры полостей

Проверка влияния условий предварительной термообработки на параметры «лазерных» полостей, возникающих в ЦГК, производилась на монокристаллах хлорида калия, в которых размеры полостей, составляли  $10 \div 45$  мкм при концентрации порядка  $10^4 \text{ см}^{-3}$ , что делает эти кристаллы наиболее удобными для производимых исследований (при использовавшихся в эксперименте параметрах лазерного излучения). Для проведения данного эксперимента из одного и того же монокристалла КС1 выкалывались заготовки размером  $\sim 30 \times 30 \times 30 \text{ мм}^3$ , термообработка которых производилась затем в печи сопротивления КС-14 в течение двух часов при рабочих температурах 400, 500, 600 и 700 °С. Часть образцов остывала вместе с печью (отжигалась), а остальные доставались из печи и остывали на воздухе (закачивались). Таким образом, было подготовлено 8 групп заготовок, по 3 образца в каждой. Из этих заготовок непосредственно перед проведением воздействия выкалывались образцы со свежими поверхностями скола.

Таблица 5.3 – Влияние предварительной термообработки на параметры пор в КС1

Состояние образцов перед воздействием	Температура термообработки, °С	Параметры дефектов		
		Средний размер дефектов, мкм	Максимальный размер дефектов, мкм	Плотность дефектов, $\text{см}^{-3}$
Отожженные образцы	700	10,9	15,4	$6,3 \cdot 10^4$
	600	14,3	20,3	$5,5 \cdot 10^4$
	500	17,3	22,4	$2,3 \cdot 10^4$
	400	17,1	18,9	$1,3 \cdot 10^4$
Закаленные образцы	700	13,5	18,9	$4,5 \cdot 10^4$
	600	13,4	17,5	$3,4 \cdot 10^4$
	500	12,6	18,2	$2,2 \cdot 10^4$

В таблице 5.3 приведены данные о параметрах полостей, возникших после воздействия в образцах, прошедших термообработку. Воздействие излучения на образцы этой группы производилось в условиях, когда плазменное образование возникало перед передней гранью. Для предварительно отожжённых монокристаллов характерно, что разброс размеров полостей ниже, чем в образцах, не проходивших термообработку. Размеры возникших полостей  $d_{\text{ср}}$  и  $d_{\text{мах}}$  в отожжённых образцах оказались несколько меньше, чем в исходных. Эта разница становится заметней с

ростом температуры предварительного отжига. В то же время несколько возрасла площадь зоны, в которой наблюдались полости, а также их концентрация.

Влияние на процесс порообразования в монокристаллах KCl проведенной нами предварительной закалки образцов, оказалось во многом сходным с влиянием отжига. При этом разброс между размерами полостей оказался заметно меньше, чем в тестовых исходных образцах. Следует отметить, что отжигавшиеся заготовки были достаточно массивными, поэтому при невысокой теплопроводности хлорида калия режим «закалки», видимо, недостаточно отличался от режима отжига, то есть скорость остывания была слишком мала, чтобы в образце зафиксировалась структура точечных дефектов, полностью соответствующая температуре закалки.

Исследование влияния катионных примесей на процесс лазерного порообразования в монокристаллах KCl проводилось на образцах KCl:Pb. Примесь свинца, как известно из данных работы [343], способствует заметному увеличению пределов прочности и текучести монокристаллов KCl и, в то же время, практически не влияет на оптические свойства материала в ИК - области спектра. Поэтому такие кристаллы представляют значительный интерес с практической точки зрения. Концентрация свинца в этих образцах варьировалась в пределах  $10^{-3} \div 10^{-2}$  вес. %. Технология получения легированных монокристаллов была достаточно близка к технологии выращивания чистых кристаллов. Измерения параметров полостей, возникших в данных монокристаллах в результате воздействия излучения мощного импульсного CO<sub>2</sub> - лазера, показали, что примесь свинца не повлияла на их оптическую стойкость.

Влияние анионных примесей на стойкость ЩГК к воздействию лазерного излучения проверялась на уникальных образцах «сверхчистых» монокристаллов KCl и NaCl:Pb. Содержание посторонних примесей в данных образцах не превышало  $10^{-6}$  вес. % [197]. Нам не удалось, даже при повышении плотности энергии воздействующего излучения до величины  $50 \text{ Дж/см}^2$ , обнаружить (несмотря на возникновение вблизи поверхности образца низкопорогового оптического пробоя воздуха) в этих образцах практически ни одного дефекта, сходного по размерам и морфологии с описанными выше «лазерными полостями» (лишь в одном из образцов KCl вблизи края монокристалла были замечены две полости). При такой лучевой нагрузке образцы монокристаллов, выращенных по обычной технологии, практически с вероятностью 100% разрушались катастрофически, с разлётом обломков, что не позволяло провести их дальнейшее исследование.

### 5.5 Взаимодействие импульса CO<sub>2</sub> – лазера с радиационными дефектами в ЩГК

По существующим теоретическим представлениям [149-154, 156-159] поглощающими микронеоднородностями в прозрачных средах, резко снижающими их оптическую стойкость, могут являться коллоидные частицы металла или скопления поглощающих примесей размером порядка  $100 \div 1000 \text{ \AA}$ . Обычными методами исследования наличие таких структурных дефектов в оптических материалах не контролируется, и, следовательно, состав и свойства их практически неизвестны.

В данном разделе работы была предпринята попытка целенаправленного создания подобных структурных дефектов с заранее известными свойствами для последующего экспериментального исследования их влияния на оптическую стойкость матричного кристалла. Эти дефекты создавались следующим образом: заранее отобранные монокристаллические блоки, практически свободные от микронеоднородностей, приводящих к возникновению полостей после воздействия излучением при описанных выше условиях эксперимента, облучались пучком высокоэнергетичных электронов. Помимо чисто научного интереса, данное исследование обладает и большим прикладным потенциалом, поскольку такие ЩГК, как KCl и NaCl, широко используются для изготовления разнообразных элементов прозрачной оптики мощных электроионизационных CO<sub>2</sub> - лазеров [4, 14], предионизация активной среды которых производится жёстким излучением. При этом значительная доза ионизирующей радиации может оказывать вторичное воздействие на элементы лазерной системы.

Как известно, ионизирующее излучение при поглощении в прозрачных материалах вызывает появление в них определённого рода точечных дефектов, называемых центрами окраски. В ЩГК простейшими типами таких дефектов являются F- центры, представляющие собой вакансии аниона, захватившие электрон [111, 112].

Помимо F- центров, существуют и более сложные образования, так называемые F'-, R<sub>1</sub>-, R<sub>2</sub>-, M-, N-, X- центры. Часто эти структурные дефекты называют иначе - электронные центры окраски, так как наличие в монокристалле значительного количества этих дефектов (при концентрации  $\geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) приводит к появлению

заметных полос поглощения в спектре пропускания монокристалла. В ЩГК основная доля таких радиационных полос поглощения лежит в видимой области. Помимо электронных центров окраски, известны также и дырочные. Центры окраски могут образовываться не только в результате воздействия ионизирующей радиации, но и вследствие нарушения стехиометрии монокристалла, например, при его отжиге в парах одной из компонент. Рост длительности такого отжига или увеличение дозы воздействующего ионизирующего излучения в монокристалле приводит к накоплению дефектов и преобразованию одних центров окраски в другие, более сложные. В конечном итоге диффузионные процессы в процессе коагуляции приводят к преобразованию электронных центров окраски в коллоидальные частицы металла, а дырочных – в молекулярный галоген. Для галоидов щелочных металлов типична следующая схема превращений центров окраски [111, 112]:

*F - центры → M - центры → X - центры → крупные коллоидальные центры → коллоидальные частицы.*

Коагуляция F- центров по данной схеме может также происходить не только в результате отжига окрашенных монокристаллов, но и при облучении материала светом F- полосы.

Концентрация центров окраски в прозрачных материалах обычно оценивается по эмпирической формуле Смакулы [111, 112]

$$n_0 f = 1,31 \times 10^{17} \frac{n}{(n^2 + 2)^2} \times \alpha_{\max} \times H, \quad (5.2)$$

где  $n_0$  - число центров окраски в  $1 \text{ см}^3$ ,

$n$  - показатель преломления материала в области F- полосы,

$\alpha_{\max}$  - коэффициент поглощения света в максимуме F- полосы ( $\text{см}^{-1}$ ),

$H$  - полуширина этой полосы (эВ),

$f$  - сила осциллятора: в ЩГК в случае F- центров её обычно принимают  $\approx 0,8$ .

При определении концентрации F- центров в щёлочно-галоидных монокристаллах обычно вводится поправочный множитель - 4 [111].

В качестве основного модельного материала для исследования влияния радиационных дефектов на оптическую стойкость, незначительное количество которых всегда присутствует в реальных кристаллах, были выбраны монокристаллы NaCl. Это

решение объясняется двумя факторами.

1. Размер полостей, возникающих в NaCl в результате воздействия лазерного импульса, меньше, чем в других исследованных ЩГК, а это существенно для проводимого нами исследования при ожидавшемся росте концентрации дефектов.

2. Образование коллоидальных частиц в хлориде натрия облегчается вследствие того, что объём возникшей коллоидной частицы металла меньше соответствующего объёма матричного кристалла. В KCl это соотношение обратное, поэтому процесс коагуляции центров окраски несколько затруднён [111].

Коллоидальные частицы также способны создавать характерные полосы поглощения в спектре пропускания матричного монокристалла. М.В. Савостьянова [344] вычислила с помощью теории Ми положение полос поглощения в NaCl в зависимости от размеров коллоидальных частиц металлического натрия. Ею же была экспериментально подтверждена справедливость данного расчёта. Коллоидальные частицы обычно выявляются либо по спектрам поглощения, либо электронномикроскопически [111, 112, 345, 346]. Минимальная обнаруживаемая концентрация дефектов с помощью этих методов значительно превышает измеренную в нашей работе концентрацию «лазерных» полостей в ЩГК и составляет величину порядка  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Такое количество коллоидальных частиц появляется после отжига образцов, содержавших первоначально более  $3 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> F- центров.

Как следует из вышеприведённых аргументов, роль радиационных дефектов в процессе повреждения ЩГК лазерным излучением может быть весьма велика. Однако, их влияние на оптическую стойкость реальных кристаллов до нас практически не исследовалось. Известно лишь несколько разрозненных публикаций на данную тему [347-349]. Но, во-первых, в этих работах использовались лазеры на рубине и неодиме, а во-вторых, они так и не дали однозначного ответа на вопрос: какие именно радиационные дефекты ответственны за снижение оптической стойкости реальных кристаллов?

Для экспериментального исследования влияния радиационных дефектов на оптическую стойкость ЩГК из большого количества кристаллов были отобраны два высококачественных монокристаллических блока NaCl размером  $70 \times 70 \times 100$  мм<sup>3</sup>. Предварительная проверка контрольных образцов, выколотых из этих блоков, показала, что, при воздействии лазерным импульсом с  $W_{E1} \sim 10$  Дж/см<sup>2</sup>, полости в них

практически не возникали.

Перед воздействием ионизирующим излучением блоки раскалывались на заготовки размером  $\sim 70 \times 70 \times 25$  мм<sup>3</sup>. Заготовки № 1-1, 1-2, 1-3 подвергались прямому воздействию пучком электронов с энергией 7 МэВ в течение 20 с, 1 мин и 10 мин, соответственно. Аналогичные заготовки из монокристалла № 2 облучались на ускорителе электронов с энергией 3,5 МэВ в течение 1,5 часа. Они располагались в зоне рассеянного металлической мишенью излучения и, помимо этого, подвергались воздействию тормозного рентгеновского излучения. Заготовки находились на разном расстоянии от источника излучения и, соответственно, получили различную дозу ионизирующей радиации.

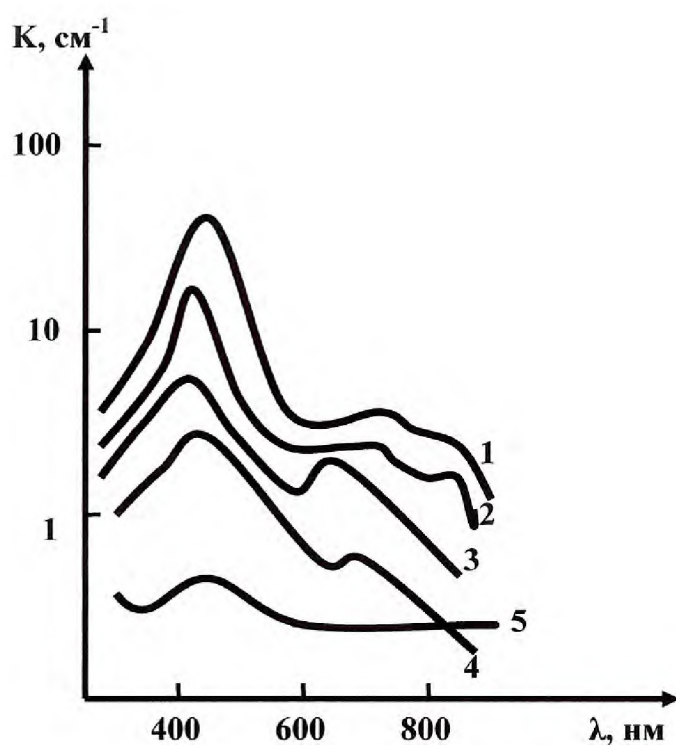


Рисунок 5.9 - Спектры поглощения облученных кристаллов NaCl (образец 1-3): 1 – после облучения, 2-5 – после отжига облученного кристалла при  $T = 200$  °C в течении 15 (2), 30 (3), 60 (4) и 120 (5) минут

Интенсивное поглощение радиации приводило к нагреву заготовок на несколько десятков градусов. После облучения монокристаллы приобретали жёлто-коричневую окраску, более интенсивную вблизи поверхности, находившейся под непосредственным воздействием потока электронов. Глубина слоя с интенсивной окраской в заготовках из монокристалла № 1 составляла  $8 \div 10$  мм, а № 2  $\sim 5$  мм.

После облучения каждая заготовка раскалывалась на пять фрагментов, четыре из



которых отжигались при температуре 200<sup>0</sup>С в течение 120, 60, 30 и 15 минут, соответственно. Пятый фрагмент оставался в исходном состоянии. После отжига эти фрагменты сразу доставались из печи и охлаждались на воздухе со скоростью 9÷10<sup>0</sup>С/мин. Монокристаллы, прошедшие двухчасовой отжиг, визуально обесцвечивались практически полностью, а остальные - частично. Из каждого фрагмента выкалывалась пластинка для измерения спектра пропускания в области 200÷1000 нм на спектрофотометрах «Спектромом-203» и «Hitachi-EPС-3Т». По ним рассчитывались спектры поглощения исследуемых образцов (рисунок 5.9), необходимые для идентификации центров окраски и определения их концентрации.

Воздействие лазерного излучения на облучённые образцы и на образцы - свидетели из тех же монокристаллов проводилось по методике, описанной в главе 3 и разделе 5.1. Средняя плотность энергии лазерного импульса на поверхности кристалла, как и в ранее проведённых экспериментах, была приблизительно 10 Дж/см<sup>2</sup>, а площадь зоны воздействия составляла ~ 1 см<sup>2</sup>. Образцы для воздействия выкалывались из средней части облучённых фрагментов монокристаллов непосредственно перед включением лазера таким образом, чтобы направления потока электронов и лазерного луча были взаимно ортогональны. Обе исследуемые поверхности выколотых образцов находилась в атмосфере помещения не более 1 мин до воздействия. После воздействия образцы исследовались с помощью микроскопа МИК-4 по методике, описанной в разделе 5.1.

Таблица 5.4 – Концентрация F–центров в образцах NaCl до и после отжига

Номер образца	Концентрация F–центров		$\rho_{\max}$ 10 <sup>4</sup> см <sup>-3</sup>
	до отжига, 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>	после 1 ч отжига, 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>	
1-1	3,6	< 0,5	7
1-2	3,9	0,5	9,5
1-3	12,5	2	170
2-1	1,25	< 0,5	85
2-2	21	> 2	–
2-3	5,8	1,25	–
2-4	2,1	< 0,5	13
2-5	7,9	4,3	–

В спектрах образцов, выколотых из монокристаллов № 1 и № 2 и облучавшихся потоками электронов с энергией 7 и 3,5 МэВ, соответственно, качественные различия

отсутствовали. Наблюдалось наличие характерных полос поглощения с максимумами вблизи полос 200, 565 и 725 нм. На спектрах образцов № 1-3 наблюдался перегиб в области полосы 825 нм. Приведённые данные свидетельствуют о возникновении в монокристаллах F-, R-, M- и X- центров, соответственно [111, 112]. В области 550 ÷ 650 нм, где возможно присутствие R-, X- и Z- полос [111, 112], наблюдалось значительное поглощение, что, возможно, вызвано перекрытием соответствующих полос при их уширении.

В таблице 5.4 сравниваются значения концентрации F- центров, рассчитанные по формуле Смакулы (5.2), с результатами микроскопического исследования образцов после воздействия лазерным импульсом. Величина  $\rho$  определялась как до, так и после отжига. Концентрация центров окраски коррелирует с поглощённой дозой радиации. Влияние отжига на оптические свойства монокристаллов, подвергшихся облучению, показано на рисунке 5.9. Даже кратковременный отжиг образцов при температуре 200 °С заметно снижает концентрацию центров окраски, а после проведения двухчасового отжига F- полоса в большинстве образцов практически не проявляется.

В исходных, необлучённых монокристаллах (образцах - свидетелях) полости, после воздействия лазерным излучением, не возникали. Они практически не обнаруживались и в облучённых монокристаллах, за исключением большинства радиационно окрашенных образцов, отжигавшихся после облучения в течение 1 часа. Распределены полости в этих образцах крайне неоднородно и концентрируются в отдельных микрообластях объёмом  $(8\div 9) \times 10^{-3} \text{ см}^3$ . В необлучённых монокристаллах это явление не наблюдалось. Поэтому в таблице 5.4 приведены значения концентрации полостей  $\rho_{\text{max}}$ , рассчитанные именно для таких микрообъёмов. Для образцов из монокристалла № 1, прошедших после облучения часовой отжиг, имеет место корреляция между концентрацией полостей и поглощённой дозой радиации. Для образцов из монокристалла № 2 такую зависимость выявить не удалось. В этом случае энергия электронов в пучке была вдвое меньше, а следовательно, глубина проникновения радиации в монокристалл и толщина окрашенного слоя также меньше, чем в первом случае. Поэтому при воздействии лазерного излучения на эти образцы оно попадало лишь на слабо окрашенный край этого слоя. Кроме того, плотность энергии на периферии лазерного луча несколько ниже, чем в центре.

Из полученных результатов следует, что наличие в монокристаллах NaCl F- и M-

центров, концентрация которых в облучённых образцах варьировалась в диапазоне  $10^{16} \div 10^{17}$  и  $10^{15} \div 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, соответственно, не влияет на процесс порообразования при имевших место в эксперименте потоках лазерного излучения. В то же время, предварительный отжиг этих же монокристаллов при температуре 200<sup>0</sup>С в течение часа до воздействия лазерным излучением резко увеличивает эффективность процесса порообразования. Воздействие лазерного импульса на такие образцы привело к появлению в отдельных, хаотически расположенных, микроучастках скоплений полостей, локальная концентрация которых достигала  $10^4 \div 10^6$  см<sup>-3</sup>.

Как показано в публикации [111], отжиг F- центров в хлориде натрия при 150÷200<sup>0</sup>С может способствовать образованию коллоидальных металлических частиц размером 100÷1000 Å, причём, эффективность их образования максимальна при 175<sup>0</sup>С, а при 200<sup>0</sup>С - снижается примерно в 5 раз [344]. Дальнейшее продолжение отжига приводит к растворению коллоидов в матрице. Эти данные получены для монокристаллов с исходным значением концентрации F- центров -  $n_F > 3 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, так как при меньших концентрациях коллоидальные частицы обычными способами не выявляются [111, 112]. Традиционные методы определения концентрации коллоидальных частиц металла в ЩГК - спектрофотометрический [111] и электронномикроскопический [345] - способны надёжно выявлять эти частицы при концентрациях  $\geq 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Тем не менее, данные электронномикроскопического анализа свидетельствуют, что при отжиге монокристаллов хлорида натрия с  $n_F < 3 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> также может образовываться некоторое количество коллоидальных частиц [345, 350].

Таким образом, есть основание предположить, что в образцах NaCl, прошедших часовой отжиг при 200<sup>0</sup>С после облучения на ускорителе электронов, произошло образование некоторого количества коллоидальных металлических частиц. Поглощательная способность данных частиц такова, что они должны заметно снижать оптическую стойкость монокристалла. Это предположение подтверждается теоретическими оценками роли поглощающих микронеоднородностей в повреждении прозрачных сред лазерным излучением [143, 150- 159]. Двухчасовой отжиг образцов может приводить либо к растворению коллоидальных частиц, либо к их дальнейшей коагуляции, то есть к укрупнению [345, 346, 350-355]. По данным публикаций [143, 150- 159] существует некий довольно узкий критический диапазон поглощательной способности включения, зависящей от его размера. Выше этого значения, при

фиксированных параметрах лазерного импульса, такое включение не успевает прогреться до температуры разрушения вследствие большой собственной теплоёмкости, а ниже - из-за теплоотдачи в матрицу и незначительной величины поглощённой энергии.

Анализ экспериментальных результатов, приведённых в этом разделе, и литературных данных по исследованию кинетики отжига радиационных повреждений в ЩГК [344-346, 350-355], позволяют сделать вывод, что при часовом отжиге при температуре  $T = 200^{\circ}\text{C}$  в радиационно окрашенных монокристаллах хлорида натрия образуются скопления коллоидальных частиц, локальная плотность которых в микроучастках достигает величины  $10^4 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Эти частицы заметно снижают порог оптического пробоя соответствующего микроучастка монокристалла. Двухчасовой отжиг таких же монокристаллов приводит к растворению коллоидальных частиц в матрице.

Данные работ [347-349] также удовлетворяют предложенной модели. Порог оптического пробоя КС1, согласно их сведениям, не зависит от концентрации центров окраски  $n_F$  и  $n_m$  для облучённых монокристаллов в диапазоне значений  $n_F \sim 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и заметно снижается при росте  $n_m$  в образцах, окрашенных аддитивным отжигом за 5 лет до воздействия. Известно, что отжиг при комнатной температуре в течение 5 лет может быть эквивалентным кратковременному отжигу при  $T = 200^{\circ}\text{C}$  [355], следовательно, в этих образцах должна была частично пройти реакция коагуляции центров окраски, то есть происходили процессы, идентичные полученным в нашей работе.

Эффект порообразования в ЩГК при воздействии интенсивного лазерного излучения на коллоидальные частицы может быть предложен, после соответствующих дополнительных исследований, для разработки на его основе метода анализа поведения радиационных дефектов в прозрачных монокристаллах. Этот метод может быть особенно эффективен в области малых концентраций коллоидальных частиц, в которой спектрофотометрический и электронномикроскопический методы не эффективны.

## 5.6 Кинетика отжига полостей в ЩГК, возникающих после воздействия лазерным импульсом

Воздействие лазерного импульса на щёлочно-галогидные монокристаллы, как показано ранее, приводит к появлению в них полостей, являющихся концентраторами значительных внутренних напряжений и заметно рассеивающих лазерное излучение. Крупногабаритные оптические элементы мощных  $\text{CO}_2$  – лазеров являются весьма дорогостоящими изделиями, поэтому технологические возможности продления их срока службы имеют не только научный, но и значительный практический интерес. Как известно, высокотемпературный отжиг при избыточном внешнем гидростатическом давлении способствует залечиванию ростовых пор и трещин в кристаллических материалах [356-360]. Поэтому мы провели исследование влияния отжига на свойства «лазерных» полостей в хлориде калия.

В данном разделе работы приведены результаты исследования кинетики высокотемпературного отжига специально отобранных образцов хлорида калия, в которых после воздействия лазерного импульса наблюдалось некоторое количество сравнительно крупных полостей. В этих образцах расстояние между полостями заметно превышало их размеры, так что диффузионным взаимодействием между полостями можно пренебречь. Отжиг образцов производился при температуре  $700^\circ\text{C}$  в течение 20 часов и прерывался через 6 и 15 часов после начала процесса для исследования динамики изменения морфологии полостей с помощью оптического микроскопа.

На рисунке 5.10 приведены микрофотографии одной из полостей, сделанные до отжига, а также после 6 и 15 часов отжига. После двадцатичасового отжига нам не удалось обнаружить на этом месте следов данной поры, вследствие того, что данная полость оказалась полностью залечена. На рисунке 5.10 наглядно прослежены основные этапы процесса залечивания именно этой поры. В результате шестичасового отжига залечивались докритические микротрещины, отходящие от поры, и полость несколько уменьшалась в размерах. Розетки двойного лучепреломления вокруг полостей, свидетельствовавшие о наличии значительных локальных полей внутренних напряжений, также полностью исчезли. Дальнейшее уменьшение размеров полостей в процессе отжига сопровождалось изменением их формы. Первоначально полости имели

неправильную, но близкую к сферической, форму, заметно видоизменявшуюся в процессе отжига. Полости приобретали огранку кубооктаэдра с искривлёнными гранями (рисунок 5.10.в). Размеры полостей в процессе отжига заметно уменьшались (рисунок 5.11), причём многие поры после 20 часов отжига выявить не удалось.

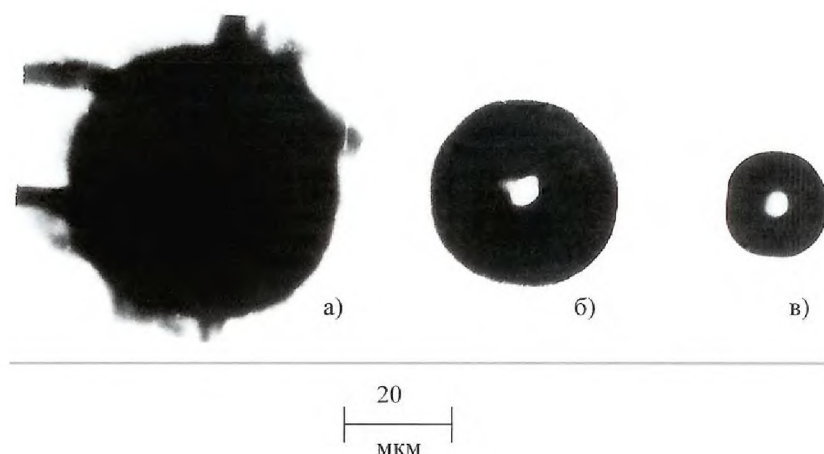


Рисунок 5.10 - Кинетика отжига лазерной полости в КС1 при  $T = 700^{\circ}\text{C}$ :  
а) до отжига; б) после отжига 6 часов; в) после 15 часов отжига

Кинетика отжига полостей, продемонстрированная в этом разделе работы (рисунок 5.11), свидетельствует, что процесс их залечивания во многом схож с процессом отжига ростовых пор в ЩГК при внешнем гидростатическом давлении.

В монографии [359] показано, что процесс залечивания ростовых пор принято разделять на два этапа: пластического и квазивязкого течения материала в полость. Данный эффект обусловлен тем, что  $\Delta P$  - разница между гидростатическим давлением и давлением газа внутри полости - превышает значение предела текучести материала. Для процесса отжига ростовых пор характерно выполнение условия

$$\frac{d}{d_0} = \frac{\Delta P}{\eta^x} = \text{const}, \quad (5.3)$$

где  $\eta^x$  - эффективная вязкость матрицы,

$d_0$  - размер полости до отжига.

Условие (5.3) выполняется, если касательные, проведённые к кривым отжига полостей в точке  $t = 0$  (рисунок 5.11), сходятся на оси абсцисс в одной точке. В нашем эксперименте такой эффект не наблюдался, так как пластическое течение материала в полость происходило вследствие действия полей внутренних напряжений вокруг полостей, заметно отличающихся для различных пор. Влияние этих полей прекращалось после их релаксации, происходившей не дольше, чем в течение 6 часов с момента

начала отжига. После этого отсутствуют причины, как для пластического, так и квазивязкого течения материала в полость. Тем не менее, процесс залечивания полостей продолжался, что вызвано, по-видимому, диффузионным выравниванием концентрации точечных дефектов, равновесная структура распределения которых была резко нарушена в процессе образования пор.

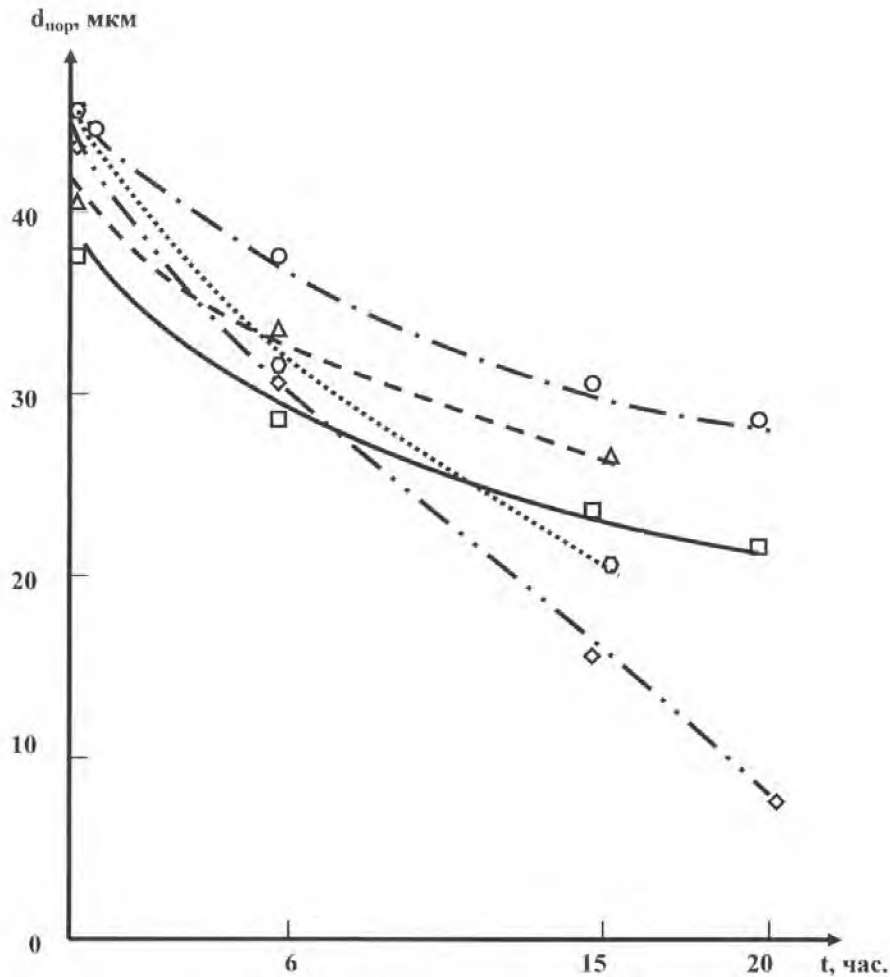


Рисунок 5.11 - Зависимость размера конкретных лазерных полостей в образце монокристалла КС1 от продолжительности отжига при  $700^{\circ}\text{C}$

Таким образом, полости, возникшие в ЩГК в результате оптического пробоя на поглощающих микрон неоднородностях, могут эффективно залечиваться путём высокотемпературного отжига. Этот результат имеет важное прикладное значение, так как демонстрирует принципиальную возможность восстанавливать, хотя бы частично, вышедшие из строя оптические элементы из ЩГК с помощью высокотемпературного отжига, что должно позволить заметно снизить стоимость эксплуатации лазерных систем, потому что оптические элементы из ЩГК пока ещё очень дороги, особенно для крупноапертурных систем.

### 5.7 Способ определения оптической однородности в кристаллах

Как показано в предыдущих разделах работы, при использовании лазерного излучения в результате воздействия мощного лазерного импульса (при плотности мощности  $10^6 \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>) в объёме кристаллов могут возникать полости, являющиеся следствием оптического пробоя поглощающих микронеоднородностей. Их объёмная плотность может достигать значений  $\sim 10^5$  см<sup>-3</sup>. В случае, когда вещество обладает высокой механической прочностью, полости не возникают, однако наблюдаются участки со значительными полями остаточных внутренних напряжений и, как следствие, локальными искажениями коэффициента преломления, что приводит к рассеянию лазерного излучения. Анализируя полученные с помощью тепловизионных камер изображения можно производить оценку размеров дефектов, их положение в объёме образца, а также количество.

На рисунке 5.12 приведена разработанная нами блок-схема установки для выявления поглощающих микронеоднородностей в оптических кристаллах.

Заготовка оптической детали (1) освещалась излучением импульсно-периодического волноводного CO<sub>2</sub> – лазера (2) со средней мощностью до 1 Вт, разработанного и изготовленного в ООО «Специальные технологии». Конструкция лазера позволяет перестраивать длительность импульса в диапазоне 30 – 300 мкс и частоту их повторения в диапазоне 10 – 300 Гц. Управление параметрами выходного излучения осуществляется по специально созданной программе с помощью компьютера. Контроль параметров лазерного излучения осуществлялся с помощью фотоприёмника (3). Измерение средней мощности лазера проводилось прибором Ophir Nova II (4). Часть излучения на эти приборы отводилась клином из монокристалла хлорида натрия (NaCl) (5). Сигналы с приёмников регистрировались осциллографом (6). Излучение, прошедшее через исследуемый кристалл, рассеянное и переизлучённое оптическими неоднородностями, после ослабления фильтром (7) регистрировалось тепловизионным прибором (8). Дополнительный контроль качества материала реализован при исследовании вторым тепловизионным прибором (9), который расположен под углом 90° к оптической оси. Размеры выявленных в результате воздействия лазерного излучения поглощающих включений заметно меньше 1 мкм.



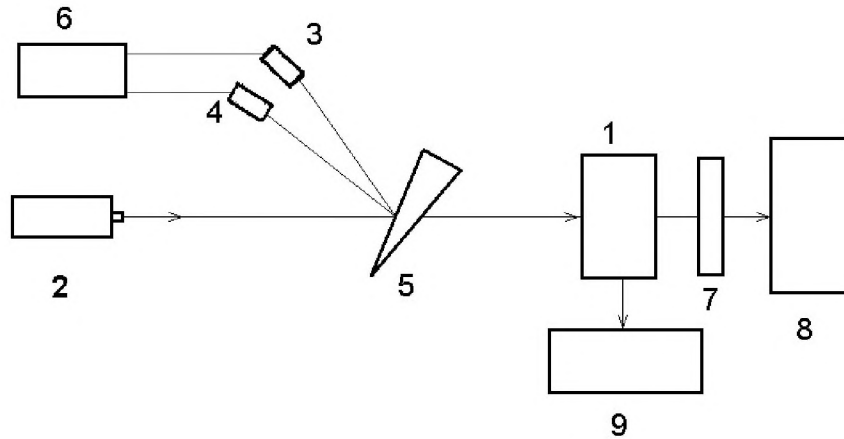


Рисунок 5.12 - Блок-схема установки для выявления поглощающих микронеоднородностей в оптических кристаллах; 1 - заготовка оптической детали, 2 – лазер, 3 – фотоприёмник, 4 – измеритель мощности Ophir Nova II, 5 – клин из NaCl, 6 – осциллограф, 7 – фильтр-ослабитель, 8, 9 тепловизионный прибор «FLIR T250»

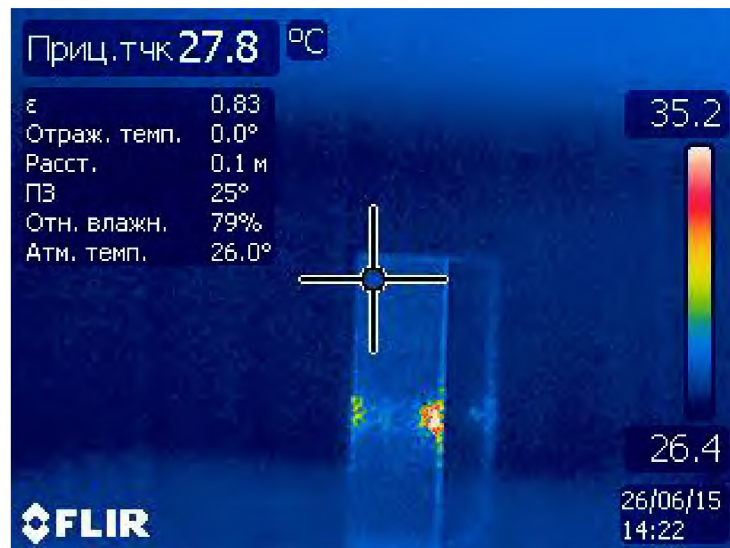


Рисунок 5.13 - Тепловизионное изображение образца германия. Параметры лазерного излучения: частота повторения 300 Гц, длительность импульса 100 мкс, средняя мощность 550 мВт

На рисунке 5.13 приведено полученное таким образом тепловизионное изображение образца монокристаллического Ge n – типа с удельным сопротивлением  $\rho = 23\text{-}30 \text{ Ом}\times\text{см}$ , имеющего размеры  $\sim 41,2$  (высота)  $\times 30,8$  (ширина)  $\times 13,0$  (толщина). В образце в исходном состоянии при выключенном лазере не наблюдались какие-либо дефекты, разрешаемые тепловизором. После включения лазера наглядно различаются отдельные горячие точки, очевидно вызванные поглощением и рассеянием излучения на поглощающих включениях.

## 5.8 Особенности оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях в ЩГК.

### Обсуждение полученных результатов

При исследовании поражённых лазерным излучением образцов 4-х щёлочно-галоидных монокристаллов методами световой микроскопии нами было однозначно установлено, что многочисленные следы объёмных повреждений, возникшие вследствие воздействия импульса излучения  $\text{CO}_2$  - лазера, являются полостями, а не включениями стеклообразного материала, как считают авторы работ [147, 148]. Дополнительным и очень убедительным доказательством этого утверждения является преобразование дефекта в отрицательный кристалл в процессе отжига образцов после воздействия. Этот факт убедительно подтверждён в серии работ на ЩГК [361- 364], проведённых в ИФТТ РАН (г. Черноголовка) значительно позднее публикаций [А6-А8], в которых изложены основные результаты, полученные нами. В этих работах подробно описана созданная методика исследования динамики образования единичной полости в образцах монокристаллов  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$  и  $\text{KBr}$  промышленного производства при воздействии жёстко сфокусированного в объём излучения маломощного одномодового импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера. Динамика развития процесса порообразования в каустике изучалась теневым методом. Исследовался также спектральный состав излучения, сопровождающего этот процесс. Спектральный анализ излучения возникающей полости показал, что область, в которой образуется пора, излучает как чёрное тело с температурой 5000 – 15000 К [364].

Мнение авторов работы [147] о том, что объёмные повреждения в ЩГК могли возникать вследствие самофокусировки лазерного излучения, не состоятельно, так как критическая мощность самофокусировки в монокристаллах галоидов щелочных металлов составляет величину порядка  $10^8$  Вт [129], а лазер, использованный в работе [147], имел выходную мощность, не превышающую  $10^5 \div 10^6$  Вт. В отличие от результатов этой работы, нам не удалось зафиксировать чётко выраженную зависимость концентрации созданных полостей от плотности мощности лазерного импульса. Прежде всего, это могло быть вызвано разницей в условиях проведения эксперимента. В работе [147] воздействующее излучение собиралось в объём монокристалла короткофокусной

линзой, а мы использовали почти параллельный пучок. Апертура луча на образце в нашем случае была на 5 – 6 порядков больше. Кроме того, в работе [147] определялась зависимость количества дефектов в фокальном объёме от мощности воздействующего излучения, но при этом не учитывалось, что при гауссовом распределении энергии по сечению лазерного луча с ростом мощности увеличиваются и размеры зоны, в которой плотность мощности излучения превышает порог образования полостей.

Появление полостей происходило вследствие локального выделения энергии лазерного импульса в микроучастке образца. Этот результат может достигаться и при использовании других способов локального импульсного выделения энергии в объёме твёрдого тела. Так, например, известны случаи образования полостей в ЩГК при торможении в образце высокоэнергетических частиц [160, 365, 366]. Зафиксировано, что подобные явления могут предшествовать пробоем монокристаллов в постоянном электрическом поле. Так, в галоидах щелочных металлов, помещённых в поля предпробойной напряжённости, наблюдались центры свечения [365], а вблизи канала пробоя зарегистрированы полости размером  $\sim 50$  мкм [160].

Гистограммы распределения полостей по размерам (рисунок 5.1) свидетельствуют о заметно различающемся количестве энергии, выделившейся на каждом центре поглощения, а, следовательно, как о различной поглощательной способности исходных поглощающих микронеоднородностей, так и о разной динамике процесса поглощения энергии. Это явление не может быть связано с распределением лазерного излучения, так как для измерения параметров полостей выбиралась область луча, где распределение можно было считать близким к равномерному. Распределение полостей по размерам сходно с гистограммой порогов оптического пробоя NaCl, измеренных в работе [142] при фокусировке лазерного импульса в объём образца. Согласно теоретическим расчётам [152-158], порог оптического пробоя может резко снижаться в сгустках примесных центров размером  $100 \div 1000$  Å. Значительный разброс порогов оптического пробоя, так же, как и размеров полостей, мог быть вызван естественным распределением поглощающих микронеоднородностей как по размерам, так и по поглощательной способности. В самом деле, среднее расстояние между полостями, измеренное нами, составляло  $300 \div 500$  мкм, а порог оптического пробоя в работе [129] измерялся при фокусировке излучения в фокальный объём диаметром примерно 50 мкм, то есть он вполне мог определяться вероятностью попадания в него

того или иного дефекта структуры.

Концентрация возникших полостей в наших образцах обычно не превышала величины  $10^5 \text{ см}^{-3}$ . В монокристаллах со сравнительно небольшой концентрацией полостей ( $10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ ) их средний размер был обычно несколько выше, чем в образцах с величиной  $\rho \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Это может быть объяснено тем, что условия пробоя микронеоднородностей с наибольшей поглощательной способностью несколько благоприятней. Нам не удалось, из-за возникновения низкорогового оптического пробоя воздуха около поверхности образца, плазма которого поглощала хвостовую часть лазерного импульса, построить зависимость величин  $\rho$  и  $d_{\text{ср}}$  от интенсивности излучения при неизменной форме импульса воздействующего излучения. Однако, этим явлением может быть объяснён факт отклонения среднего размера полостей  $d_{\text{ср}}$  в образцах монокристаллов RbI от соответствующего значения, рассчитанного по уравнению (5.1). Порог оптического пробоя воздуха вблизи этих монокристаллов был немного ниже, чем у NaCl, KCl и KBr (глава 3) и, видимо, с этим связаны как сравнительно низкая концентрация полостей, так и их сравнительно большие размеры.

Присутствие плазменного образования вблизи входной поверхности образца ЩГК практически не сказывалось на концентрации образующихся полостей, поэтому логично предположить, что на большей части поглощающих микронеоднородностей пробой зарождался во время действия пиковой части лазерного импульса. Тогда, как показано в главе 3, приповерхностная область воздуха, в которой происходило зарождение плазменного образования, ещё прозрачна для лазерного излучения, а пробой микронеоднородностей происходил не позднее, чем через  $\sim 0,1 \div 0,2$  мкс после начала воздействия.

В образцах, вблизи входной поверхности которых наблюдался оптический пробой воздуха, средние значения размера полостей и их концентрации были близки для всех четырёх исследованных монокристаллов. Поэтому мы полагаем возможным сделать следующее предположение: природа поглощающих микронеоднородностей в этих ЩГК также сходна. В самом деле, щёлочно-галогидные монокристаллы по своим физико-химическим свойствам подобны. Монокристаллы, на которых проведены описанные выше эксперименты, в большинстве своём, выращены по сходной технологии, исходное сырьё имело близкую степень чистоты, и поэтому совершенно не удивительно, что в них могли возникнуть примесные образования идентичные по своим оптическим

свойствам.

Теперь рассмотрим процесс образования полостей в результате воздействия полным, неискажённым импульсом, то есть тот случай, когда перед входной поверхностью образца не возникал оптический пробой воздуха. При этом режиме воздействия размеры возникающих полостей заметно зависели от физико-химических свойств материала, обобщённо описываемых параметром, который принято называть энергией кристаллической решётки (рисунок 5.6), а, следовательно, определялись макроскопическими свойствами материала матрицы.

Одним из результатов проведенного исследования является обнаружение следующего факта: в условиях нашего эксперимента максимальный размер возникающей полости -  $d_{\max}$  является константой материала. В самом деле, величина  $d_{\max}$  определяется предельно допустимой энергией, которая выделяется в микроучастке данного монокристалла при фиксированной форме лазерного импульса и не приводит к его макроразрушению вследствие развития магистральных трещин. Так, для монокристаллов хлорида калия предельный размер полостей в нашем случае составлял 45 мкм. Если предположить, что эти полости возникали в результате выделения тепла, точечным источником, то можно оценить время разогрева -  $\tau$  данной области (размером 45 мкм)

$$\tau = c \times \frac{d^2}{4} \times K \approx 10^{-4} \text{ с}, \quad (5.4)$$

где  $c = 1,347 \text{ Дж/см}^3 \times ^\circ\text{C}$  - теплоёмкость KCl [193],

$K = 0,065 \text{ Вт/см} \times ^\circ\text{C}$  - теплопроводность [193].

Здесь не учтены температурные зависимости  $c$  и  $K$  (теплоёмкость увеличивается с ростом температуры, а теплопроводность - снижается), поэтому данная величина  $\tau$  несколько превышает истинное значение. Тем не менее, эта величина значительно превышает длительность импульса.

Однако, форма возникших полостей, грушевидно утолщающихся навстречу воздействующему лазерному лучу, наглядно свидетельствует, что их формирование происходит, в основном, в течение действия лазерного импульса. Аналогичный вывод сделан в работе [142], в которой исследована кинетика роста рассеяния в ЩГК при порообразовании в процессе воздействия излучения импульсного электроразрядного

CO<sub>2</sub> - лазера. Было экспериментально установлено, что рассеяние зондирующего излучения гелий-неонового лазера при воздействии рабочего излучения резко возрастает на один - два порядка через  $10^{-7} \div 10^{-6}$  с после начала процесса и в дальнейшем почти не увеличивается. Легко оценить, что в отсутствие нелинейных процессов поглощающая способность микронеоднородности недостаточна для того, чтобы выделение энергии лазерного импульса обеспечило фазовый переход в столь сравнительно большом объёме монокристалла за время действия импульса. Тем не менее, локальное поглощение энергии излучения лазерного импульса приводит к столь значительному разогреву поглощающего включения, что происходит его абляция.

Одним из возможных механизмов возникновения сравнительно крупных повреждений при оптическом пробое на, исходно, казалось бы, пренебрежимо малой, микронеоднородности является генерация волн поглощения, инициированных стартовым пробоем микродефекта в первоначально прозрачной матрице [158, 367-369]. Вследствие термализации, в окружающей включение кристаллической матрице генерируются свободные носители заряда, активно поглощающие лазерное излучение. При плотности мощности излучения, превышающей некоторое критическое значение, стационарное распределение температуры в такой конфигурации становится невозможным и температура материала вблизи включения лавинообразно нарастает. Термически ионизованные свободные носители заряда поглощают лазерное излучение, что вызывает лавинообразный рост поглощения излучения вокруг включения. Таким образом, реализуется ситуация, называемая в теории горения «тепловым взрывом».

Анизотропия полостей, наблюдавшаяся нами, свидетельствует, что волны поглощения, работающие по такому механизму, имели место и в нашем случае. Поэтому, зная размеры возникшей полости а также время, затраченное на её возникновение, можно оценить скорость распространения такой волны поглощения в монокристалле -  $V$ . Для KCl –  $V \approx 5$  м/с, что по порядку величины соответствует теоретическим расчётам, проведённым в работах [367-369] для случая воздействия излучения неодимового лазера на образец кварца ( $V = 1$  м/с при  $W_{P1} = 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>).

Вынос большей части массы из образующейся поры происходит в результате пластической деформации матричного кристалла за счёт высокого давления газовой фазы внутри возникающей полости, которое по оценкам [158, 367-369] может достигать  $10^4$  кг/см<sup>2</sup>, что по порядку величины соответствует пределу прочности идеального

щёлочно-галоидного монокристалла. Для реальных кристаллов предел прочности на порядки ниже. Для хлорида натрия эта величина составляет  $45 \text{ кг/см}^2$  [274]. Столь значительное различие обычно связывают с влиянием на прочность поверхностных микротрещин. Классические опыты А.Ф. Иоффе, сумевшего в эксперименте избежать влияния поверхности, позволили зарегистрировать механическую прочность ЩГК, близкую к теоретической [194, 274]. Локальное выделение части энергии лазерного импульса на поглощающей микронеоднородности приводит к импульсной генерации полости в объёме твёрдого тела. В этом случае фактически реализуется главное условие эксперимента Иоффе - полностью исключено влияние на процесс деформации такого дефекта структуры кристалла, как свободной поверхности. Попытки увеличить величину  $d_{\text{max}}$  путём роста плотности мощности воздействующего лазерного импульса не увенчались успехом из-за образования и развития магистральных трещин на границе раздела полость – кристалл. Фактически, это позволяет нам считать, что в этом случае величина давления газовой фазы внутри полости могла достигать теоретического значения предела прочности идеального щёлочно-галоидного монокристалла, а именно величины  $\sim 10^4 \text{ кг/см}^2$  [274].

Полученные в данной работе экспериментальные результаты позволяют провести оценку температуры возникшей газовой фазы внутри полости в момент её образования -  $T_{\text{п}}$ . Уравнение (5.1), полученное в результате обработки экспериментальных данных, описывает зависимость средней массы вещества, вынесенного из поры, от энергии кристаллической решётки -  $\zeta$ . Размеры возникающей полости увеличиваются при снижении энергии кристаллической решётки. Интересно, что электрическая прочность щёлочно-галоидных монокристаллов также пропорциональна величине  $\zeta$  [370].

В уравнении (5.1) коэффициент  $\alpha = 0,09$  можно записать в виде:  $\alpha = 1/RT$ , где  $T \approx 5500 \text{ К}$  - некоторая характеристическая температура, имеющая физический смысл средней температуры паровой фазы внутри полости -  $T_{\text{п}}$ . Эта величина совпадает с теоретическим значением, рассчитанным с учётом динамики развития «ореолов» в прозрачных материалах вокруг областей с повышенным поглощением для случая, когда ширина энергетической щели значительно превышает энергию кванта, то есть поглощение излучения происходит на свободных носителях [158]. Полученное при теоретическом анализе значение  $T_{\text{п}}$  достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными, полученными в работах [361-364].

В течение послепробойной стадии, длительность которой определяется временем релаксации градиента температур -  $10^{-3} \div 10^{-2}$  с, завершался процесс формирования полостей. На этом этапе продукты испарения и, по-видимому, разложения осаждались на стенках полостей, образуя тёмный налёт, а также стабилизировались поля внутренних напряжений вокруг пор. Тогда, исходя из этих данных, зная размеры поля внутренних напряжений, легко можно оценить скорость движения головных дислокаций в полосах скольжения (см. рисунок 5.5) -  $v \approx 0,08 \div 1,2$  м/с. Эта величина, согласно литературным данным, в ЦГК обычно не превышает  $0,1 \div 0,5$  м/с [194, 274].

При имевших место условиях воздействия лазерного импульса на ЦГК скорость волн поглощения близка к скорости движения дислокаций в исследуемых монокристаллах, что экспериментально подтверждается фактом некоторого грушевидного расширения полостей навстречу лучу. Поэтому можно сделать следующий вывод: при использовавшихся в работе параметрах лазерного излучения, как-то - плотность мощности, длительность и форма импульса, за образование полости ответственны два основных механизма. Это испарение вещества на фронте волны поглощения и пластическая деформация, вызванная значительным избыточным давлением паровой фазы в полости, близким к теоретическому пределу прочности монокристалла. Тогда увеличение плотности мощности при соответствующем снижении длительности лазерного импульса должно приводить к росту скорости волн поглощения. В этом случае поры должны иметь веретёнообразную форму, вытягиваясь вдоль направления лазерного луча. И действительно, подобные полости наблюдались в ЦГК после воздействия импульсами излучения ( $\sim 10^{-8}$  с) лазера на рубине с модулированной добротностью [131, 132].

Авторы работ [336-341, 371] утверждают, что растрескивание материала в микроучастках происходит вследствие нагрева поглощающих микронеоднородностей на  $50 \div 100^{\circ}\text{C}$ , так как, по их мнению, этого достаточно для превышения предела прочности кристалла. Свечение, как они считают, имеет триблюминесцентную природу. Действительно, при локальном нагреве кристалла в нём могут возникнуть столь значительные напряжения, превышающие предел прочности макрообразцов, но из этого не следует, что такой нагрев будет достаточен для порообразования. В самом деле, как было показано выше, в этом случае следует исходить из теоретического значения предела прочности кристалла, так как при объёмном порообразовании мы имеем дело с



микроучастком монокристалла, не обладающим свободной поверхностью. В этом случае значение предела прочности может быть достигнуто лишь при фазовом превращении материала в этом микроучастке монокристалла. Вполне возможно, что триболоминесцентная составляющая и присутствует в спектре свечения области оптического пробоя объёмных микронеоднородностей ЩГК, но, на наш взгляд, триболоминесцентная модель не в состоянии объяснить всю совокупность имеющихся экспериментальных данных о процессе объёмного порообразования в ЩГК при воздействии мощным импульсным лазерным излучением.

Плазма низкопорогового оптического пробоя воздуха, как известно, является широкополосным источником излучения, имеющим ИК, видимую, УФ и ВУФ составляющие. Этот весьма интенсивный источник света «включается» в течение первой микросекунды после начала воздействия (см. главу 3). В случае, когда плазменное образование возникает только вблизи выходной поверхности образца, возможно совместное воздействие на кристалл хвостовой части лазерного импульса и излучения плазменного образования. При исследовании гистограмм распределения полостей по толщине образца видно, что вблизи выходной поверхности монокристалла объёмная плотность дефектов возрастает. Это, на наш взгляд, свидетельствует в пользу следующего предположения: коротковолновая часть излучения плазменного образования, заметно поглощаемая в монокристаллах, способствует фотоионизации тех примесных центров, пробой которых не произошёл в течение воздействия пиковой части импульса. В этом случае напряжённость поля хвостовой части лазерного импульса, которая, несмотря на то, что существенно меньше, чем в пиковой части, оказывается вполне достаточной для пробоя таких фотоионизованных центров.

Легирование монокристаллов КС1 типичной катионной примесью - свинцом, никак не сказывалось, при использовавшихся в работе режимах воздействия, на концентрации полостей и их размерах, хотя, как известно по данным работы [371], примесь свинца заметно улучшает механические свойства этих монокристаллов. В то же время, в «сверхчистых» кристаллах полости не возникали даже при введении в них примеси свинца. Этот результат, казалось бы, противоречит литературным данным о влиянии примеси свинца на оптическую стойкость ЩГК. Так, в работах [130-132, 372-376] сообщается об увеличении порога оптической стойкости хлоридов натрия и калия при снижении в них концентрации свинца. В этих работах для воздействия

использовался лазер на рубине с длиной волны 0,69 мкм. Однако несоответствие наших и этих данных является кажущимся, так как оно вызвано следующими различиями в условиях проведения эксперимента:

- 1) разница в величине кванта излучения:  $h\nu_{10,6} = 0,117$  эВ, а  $h\nu_{0,69} = 1,8$  эВ;
- 2) в нашем случае длительность лазерного импульса была выше на два порядка;
- 3) мы исследовали процесс разрушения на поглощающих микронеоднородностях, а в [130-132, 372-376] фактически определялся порог пробоя матричного кристалла.

Поэтому в нашей работе плотность мощности использовавшегося излучения была на два - три порядка ниже. Порог пробоя хлорида свинца, являющегося, по-видимому, основой примесных образований в легированных монокристаллах, не может быть настолько ниже порога пробоя матрицы, так как  $PbCl_2$  не должен обладать значительным стартовым поглощением в области 10 мкм. Однако, при напряжённости поля примерно  $10^6$  В/см, такие дефекты, как включения  $PbCl_2$ , попадая в фокальный объём, должны уменьшать порог пробоя.

Крайне неоднородное распределение полостей в монокристаллах с радиационными дефектами, а также влияние степени чистоты образцов и режимов их предварительного отжига на значения  $\rho$  и  $d_{ср}$ , свидетельствуют о примесной природе исходных поглощающих микронеоднородностей. Основной причиной снижения порога пробоя в ЩГК являются, по-видимому, легкоионизируемые, кислородосодержащие анионные примеси. Кстати, они же и определяют величину примесного фона поглощения в области 10 мкм в ЩГК [87, 96].

## Выводы

1. В щёлочно-галогидных монокристаллах, выращенных в атмосфере воздуха, в результате воздействия излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера с плотностью мощности  $10^6 \div 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> возникают микропоры размером до  $30 \div 100$  мкм. Объёмная плотность этих полостей достигает  $10^5$  см<sup>-3</sup>. Исследована статистика распределения пор по размерам в зависимости от условий воздействия.

2. Полости возникают вследствие оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях, которые, вероятнее всего, являются результатом коагуляции посторонних примесей, преимущественно анионных, причём природа этих примесных центров сходна в NaCl, KCl, KBr и RbI.

3. Фотоионизация примесных центров коротковолновой составляющей излучения плазменного образования заметно снижает порог пробоя на этих микронеоднородностях.

4. Размеры ( $\sim 20$  мкм) и концентрация ( $\sim 3 \times 10^4$  см<sup>-3</sup>) полостей, возникших при воздействии излучением длительностью до 1 мкс, прошедшем через плазму оптического пробоя воздуха, идентичны в NaCl, KCl, KBr и RbI.

5. Размеры полостей в ЩГК, возникших при воздействии излучением длительностью до 5 мкс, определяются свойствами материала и подчиняются экспериментально найденной зависимости от энергии кристаллической решётки. Для такого режима воздействия характерно наличие максимального размера полостей, увеличить который путём роста плотности энергии лазерного излучения, выделившейся на дефекте, не удаётся вследствие распространения из полости магистральных макротрещин, вызывающих последующее катастрофическое разрушение образца.

6. Анализ полученных экспериментальных данных позволяет считать, что процесс образования полости сопровождается возникновением в ней плазменного образования, имеющем среднюю температуру  $T_{\text{п}} \approx 5500$  К и давление порядка  $10^4$  кг/см<sup>2</sup>. Формирование полости происходит, в основном, во время действия импульса излучения за счёт двух основных процессов - испарения на фронте волны поглощения и пластической деформации, вызванной избыточным давлением плазмы. Эти данные

численно согласуются с известными теоретическими расчётами. При обработке экспериментальных результатов определена скорость волн поглощения  $\sim 5$  м/с, что соответствует теоретическим данным.

7. Микрополости являются центрами значительных внутренних напряжений, визуально выявляемых по розеткам двойного лучепреломления, имеющим размер до  $\sim 1$  мм.

8. Исследована кинетика отжига монокристаллов с микропорами при предплавильной температуре (на образцах из кристалла KCl). Показано, что полости залечиваются в процессе отжига при атмосферном давлении внешней среды благодаря действию полей внутренних напряжений, локализованных вокруг них, а также диффузии точечных дефектов, равновесная структура которых была нарушена в процессе образования пор. На основе этого явления предложен метод частичной реставрации элементов лазерной оптики из ЦГК.

9. Впервые изучено влияние ионизирующей радиации на процесс объёмного порообразования в NaCl при поражении импульсом излучения мощного CO<sub>2</sub> - лазера. Показано, что ни F-, ни M- центры сами по себе не способствуют возникновению пор, но, при отжиге радиационно окрашенных кристаллов, эти центры коагулируют с образованием коллоидальных частиц металла, которые резко снижают порог оптического пробоя и инициируют порообразование. Полученные данные необходимо учитывать при разработке электроионизационных лазеров, а также других генераторов, использующих для накачки ионизирующее излучение, либо эксплуатирующихся при повышенной радиационной нагрузке.

10. В монокристаллах NaCl и KCl, специально очищенных от посторонних примесей путём выращивания в атмосфере фосгена (содержание как анионных, так и катионных примесей не превышало  $10^{-6}$  вес. %), следы объёмного пробоя отсутствовали и при заметном превышении порога образования плазменного факела перед поверхностью образца (при плотности энергии до  $\sim 50$  Дж/см<sup>2</sup>).

11. Предложен и апробирован новый способ определения оптической однородности в прозрачных материалах, основанный на локальном нагреве импульсным лазерным излучением микро- и наноразмерных поглощающих микронеоднородностей путем выявления нагретых дефектов выявления с помощью тепловизионного прибора [A51].

<sup>x/</sup> Сверхчистые монокристаллы были выращены д-ром Р. Воска (лаборатория физики кристаллов АН Венгрии, Будапешт).

## ГЛАВА 6 ОПТИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ МЕДНЫХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ CO<sub>2</sub> - ЛАЗЕРОВ

В данном разделе работы сообщается о различных эффектах, выявленных как при исследовании длительной эксплуатации «глухих» резонаторных зеркал в импульсных электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазерах, так и при проведении специально поставленных экспериментов. Следует отметить, что, как и в предыдущих разделах, исследования модельных образцов проводились при сантиметровых пятнах облучения, то есть в условиях, максимально приближенных к реальным. Материалы, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [A5, A10, A11, A17, A19, A20, A29, A30, A39, A46, A47].

Подложки зеркал CO<sub>2</sub>-лазеров могут быть изготовлены из различных материалов, например, молибдена, вольфрама, кремния и др. (см. раздел 1.4). Существуют различные конструкции высокоотражающих покрытий для диапазона 10 мкм. Однако, из-за специфических условий эксплуатации в мощных импульсных лазерах реально используются, как правило, цельнометаллические зеркала из меди или её сплавов с коэффициентом отражения 98 – 99%, как правило, без интерференционных покрытий. В процессе проведения работы мы провели испытания многочисленных типов защитных покрытий на медных зеркалах, однако, поскольку покрытия в той или иной степени снижали реальную стойкость зеркал к воздействию импульса излучения CO<sub>2</sub> – лазера, то в этой работе мы сочли целесообразным не рассматривать данный вопрос. В разделе 2.6 рассмотрено влияние поверхностных дефектов на полированной поверхности меди на коэффициент отражения в ИК - области. Эти данные учитываются в материалах, изложенных в данной главе.

### 6.1 Нелинейные процессы при отражении мощного импульса излучения с $\lambda=10,6$ мкм от медного зеркала

Выявление особенностей поведения металлических лазерных зеркал при предельно возможных лучевых нагрузках проводилось на образцах зеркал из бескислородной меди (МОБ) диаметром  $\varnothing 30 - 50$  мм. Как показано в разделе 1.4, этот материал наиболее часто применяется для изготовления силовых зеркал. Эксперимент проводился с использованием  $\text{CO}_2$ -лазера, описанного в работе [А10]. Нами исследовалось изменение доли отраженного от поверхности зеркала лазерного излучения в зависимости от средней плотности энергии  $E_{\text{и}}$  и формы воздействующего лазерного импульса. Для этого зону на поверхности образца размером -  $1,5 \text{ см}^2$  облучали лазерными импульсами (ЛИ) длительностью  $\sim 2 - 4$  мкс (рисунок 6.1).

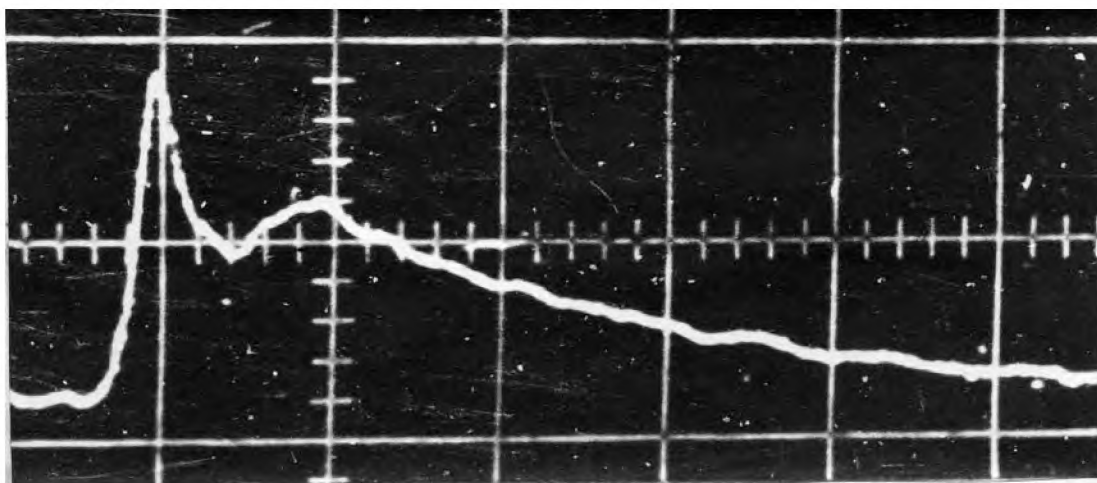


Рисунок 6.1 - Форма лазерного импульса (0,5 мкс/дел.)

Для сравнения импульса генерации лазера с импульсом излучения, отражённого от образца, применялась модифицированная двулучевая оптическая схема с фотоприёмниками на эффекте фотонного увлечения дырок в германии [320], подробно изложенная в главе 3, посвящённой исследованию нелинейных процессов при прохождении излучения мощного лазерного импульса через прозрачные кристаллы. В отличие от опытов, представленных в главе 3, в экспериментах, описанных в данном

разделе, фотоприёмник 12 регистрировал импульс отражённого от зеркала излучения. Определение энергии лазерного импульса, как и в главе 3, проводилось путём измерения части излучения, отражённой от клина из монокристалла NaCl и сфокусированной линзой из хлорида натрия на термопарный калориметр ТПИ 2-5.

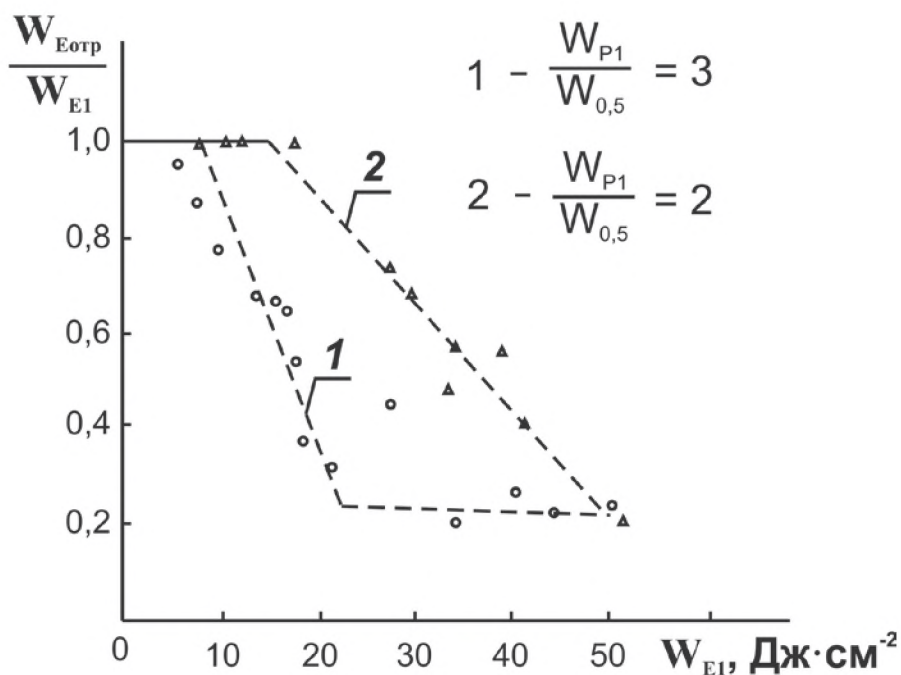


Рисунок 6.2 - Зависимость отношения  $W_{\text{отр}}/W_{\text{Е1}}$  от плотности энергии ЛИ для двух вариантов -  $W_{P1}/W_{P0,5} = 2$  и  $3$

В случае низкорогового оптического пробоя воздуха [176, 177] перед поверхностью зеркала пиковая часть импульса проходила через возникшее плазменное образование с незначительными потерями. Через  $\sim 0,5 - 1$  мкс после начала генерации прохождение излучения в этой области практически прекращалось, то есть наблюдалось так называемое явление отсечки излучения (так же, как и в случае прохождения излучения через прозрачные кристаллы, описанном в главе 3). Развитие поглощения ЛИ в плазме происходило лавинообразно. Введём следующие понятия: энергетический порог развития непрозрачности плазмы  $W_{\text{Ез}}$  обозначающий минимальную плотность энергии в импульсе ЛИ, при превышении которой проявляется эффект, и необходимое для этого время  $t_{\text{з}}$ , являющееся временем нарастания оптической плотности плазмы до некоторой величины  $N_{\text{крит}}$ , при которой она становится непрозрачной. В отличие от случая прохождения импульса излучения  $\text{CO}_2$  - лазера через прозрачные материалы

изложенного в главе 3, при отражении от зеркала лазерный луч проходит через плазменное образование дважды, поэтому эффект отсечки проявляется ярче.

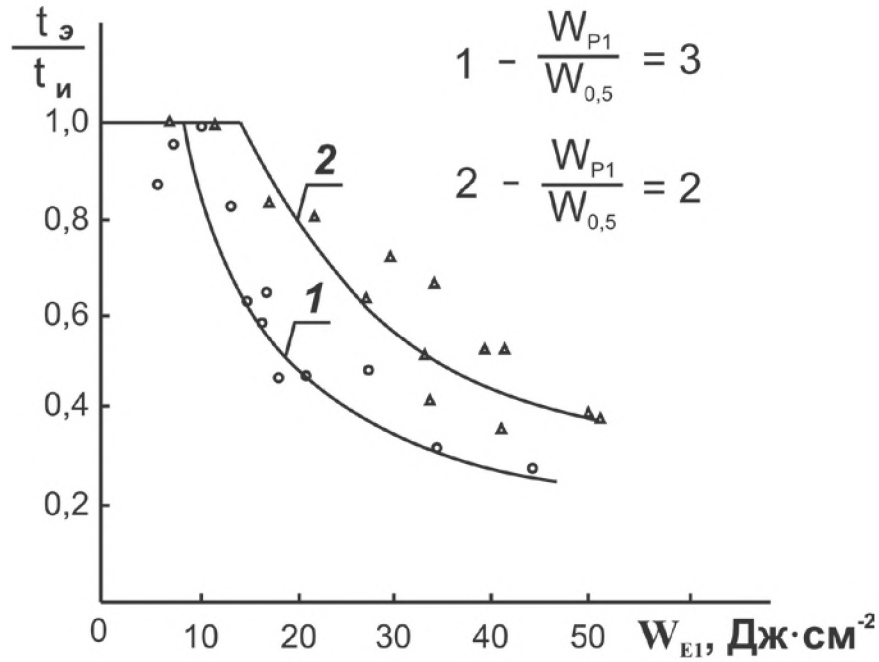


Рисунок 6.3 - Зависимость отношения  $t_э/t_и$  от плотности энергии ЛИ

Соотношение между амплитудой пиковой части ЛИ  $W_{П1}$  и уровнем мощности на его пологой части через 0,5 мкс после его начала –  $W_{P0}$ , изменялось в диапазоне величин от 1,5 до 4 при сохранении постоянной длительности импульса. В зависимости от величины отношения  $W_{П1}/W_{P0,5}$  плазма возникала при значениях  $W_{Е1}$  от 5 до 10 Дж/см<sup>2</sup>, при этом пороговая энергия плазмообразования повышалась по мере снижения указанного отношения. На рисунке 6.2 приведены зависимости доли отраженного ЛИ от  $W_{Е1}$  для тех случаев, когда  $W_{П1}/W_{P0,5} = 2$  и 3. Снижение доли отраженного ЛИ при росте плотности энергии  $E_и$  вызвано поглощением части излучения в плазме. Характерным параметром здесь является время экранировки -  $t_э$ . Понятно, что в случае, когда  $t_э=t_и$  плотность энергии импульса  $W_{Е1}$  равна  $W_{Еэ}$ . На рисунке 6.3 приведены зависимости отношения времён  $t_э/t_и$  от плотности энергии воздействующего ЛИ для двух вариантов, когда соотношение -  $W_{П1}/W_{P0,5} = 2$  и 3. Как и в случае многих других конструкционных материалов [177], приведённые в этом разделе экспериментальные результаты хорошо согласуются с зависимостью (6.1):



$$t_{\text{э}} = t_0 + t_{\text{и}} = \frac{W_{\text{Еэ}}}{W_{\text{Е1}}} \quad (6.1)$$

где  $t_0$  - предельное значение времени возникновения экранировки при заданной форме импульса. В случае, когда  $W_{\text{P1}}/W_{\text{P0,5}} = 2$ ,  $t_0 = 0,2$  мкс,  $W_{\text{Еэ}} = 15$  Дж/см<sup>2</sup>, а при  $W_{\text{P1}}/W_{\text{P0,5}} = 3$  - соответственно -  $t_0 = 0,1$  мкс и  $W_{\text{Еэ}} = 9$  Дж/см<sup>2</sup>.

Плазма низкопорогового пробоя воздуха, возникающая при действии лазерного импульса на поверхность образца, поглощала хвостовую часть импульса, начиная с некоторого момента времени, зависящего от интенсивности воздействующего излучения. В работах [176, 177] проведены спектральные исследования плазменных образований, полученных на различных конструкционных материалах в сходных условиях. В спектрах плазмы выявлены, главным образом, линии ионов азота и кислорода, хотя и наблюдались слабые следы линий материала образца.

## 6.2 Изменения структуры сплава медь – хром после облучения импульсом CO<sub>2</sub> – лазера

### 6.2.1 Эксперимент

На поверхности образцов медных зеркал после воздействия ЛИ видимых глазом, даже с помощью оптического микроскопа, существенных повреждений не наблюдалось, поэтому было решено исследовать влияние лазерного воздействия на структуру материала методом дифракционной электронной микроскопии [377].

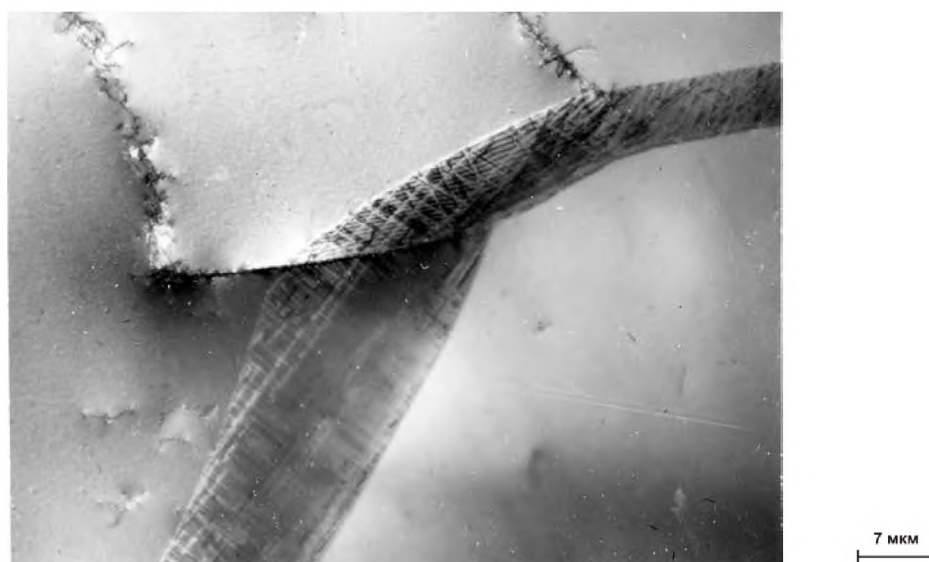


Рисунок 6.4 - Разворот смежных участков большеугловой границы зерна в закалённом сплаве БрХ в результате воздействия с образованием межблочной границы. Ориентировка [100]

Для этого исследования был выбран сплав БрХ (медь, 0.3 вес. % хрома), близкий по своим физико-химическим свойствам к меди. Этот выбор обусловлен двумя причинами. Во-первых, тем, что примесь хрома, как и примесь циркония, позволяет заметно улучшить механические свойства меди без сколь либо заметного уменьшения коэффициента отражения. Поэтому эти сплавы предпочтительней для изготовления лазерных зеркал, нежели чистая медь. Во-вторых, технологически возможно получение этого сплава как в однофазном состоянии после закалки от 950°C, так и в двухфазном. В последнем случае медная матрица упрочняется частицами хрома после старения при 500 – 700°C. В этом случае и происходит улучшение механических свойств материала.



Рисунок 6.5 - Неравновесное положение границы зерна в закалённом сплаве БрХ после воздействия

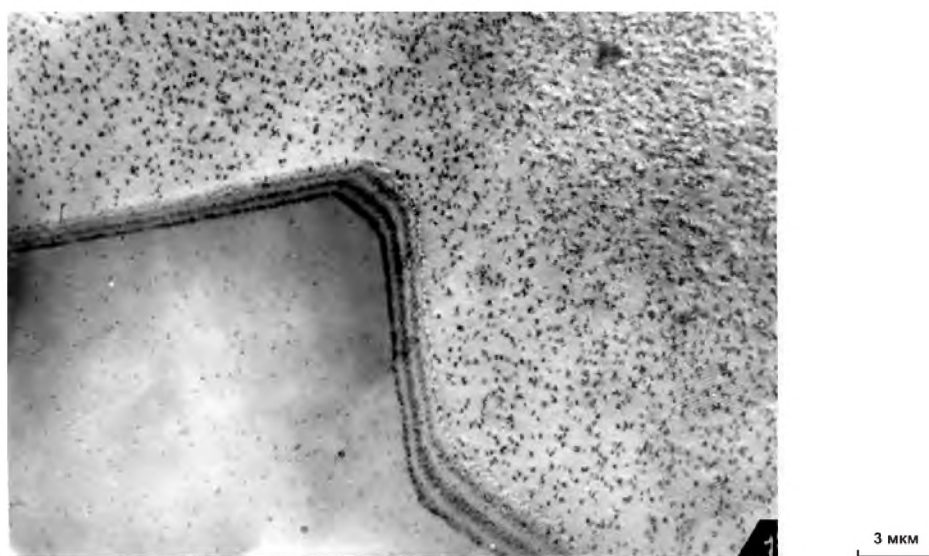


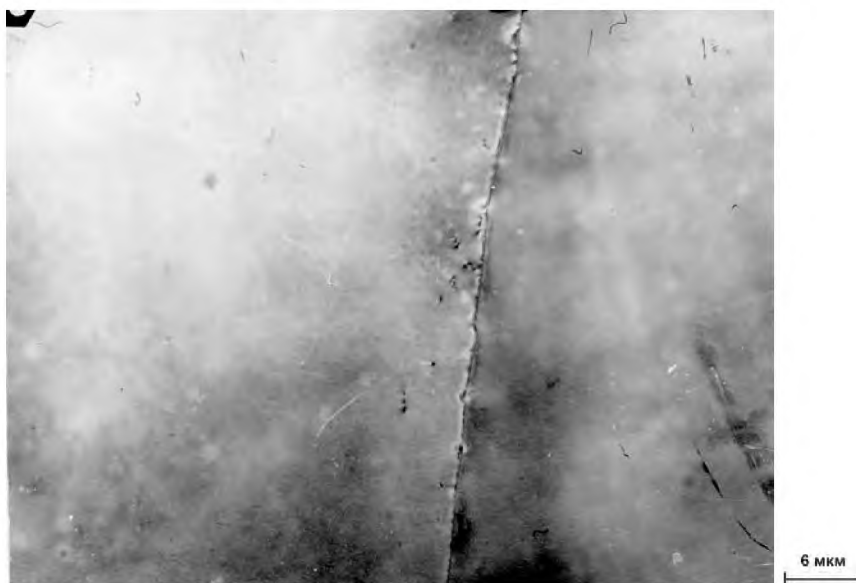
Рисунок 6.6 - Неравновесное положение границы зерна после воздействия в сплаве БрХ, сострагивавшемся 1 час при температуре 500°C

Полоски фольги из сплава БрХ размером  $\sim 50 \times 10 \times 0,1$  мм<sup>3</sup> облучались излучением лазера, подробно описанного в работе [6] (при форме импульса, приведенной на рисунке 3.6). Качество поверхности образцов соответствовало 8 классу чистоты. Длительность лазерного импульса, по основанию составляла  $\sim 5$  мкс, соотношение  $W_{P1} / W_{P0,5} \sim 7 - 8$ . Лазерный луч фокусировался в пятно  $\sim 10 \times 10$  мм<sup>2</sup> в центре образца. Эксперимент проводился при средней пиковой плотности мощности излучения  $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Применение, после воздействия, стандартной двухсторонней

электролитической полировки позволило просматривать образцы в просвечивающем электронном микроскопе ТЕСЛА БС-513 на глубине 50 мкм от поверхности, как под облученной зоной, так и на расстоянии от нее 15 - 20 мм.



а)



б)

Рисунок 6.7 - Растворение частиц хрома в сплаве БрХ, состаренном в течение 1 час при 700°C; а) исходное состояние; б) после воздействия

Использование просвечивающей электронной микроскопии позволило обнаружить (рисунки 6.4 – 6.6), что при сохранении исходного среднего размера зерен (~ 120 мкм) многие первоначально прямые линии их границ оказались заметным образом изогнуты. Ширина проекции границ на плоскость изображения часто круто менялась, а на самих перегибах появлялись дислокационные границы. Большеугловые

границы зёрен в области перегиба разворачивалась на угол до 20 - 30°. Возникшие дислокационные границы представляли собой как объёмные скопления, так и сетки протяжённостью до 20 - 40 мкм. Субграницы, как правило, обрывались внутри зерна. Разориентировка субзерен составила  $\sim 10 - 20'$ . Плотность дислокаций после облучения возросла до величины  $10^9 \text{ см}^{-2}$ , что для этого материала соответствует деформации растяжением на 5%, причем распределение следов деформации весьма неоднородно.

Для проведения эксперимента были подготовлены три группы образцов БрХ, имевших средние размеры частиц хрома 100, 300 и 5000 Å (рисунок 6.7, а), полученные старением сплава БрХ при различных режимах термической обработки. Частицы размером 100 Å имели форму глобулей, а частицы большего размера - форму стержней, ориентированных по направлениям {110} матрицы. Воздействие лазерным излучением при плотности мощности  $W_{\text{р1}}$  до  $10^7 \text{ Вт/см}^2$  практически не влияло на размеры частиц величиной  $\sim 100 \text{ Å}$  и их распределение в матрице, однако при размере выделений хрома  $\sim 300 \text{ Å}$  их плотность после воздействия заметно снижалась. Вблизи таких частиц появлялись дислокации, не наблюдавшиеся в исходных образцах. Структура образцов, изначально содержащих частицы хрома длиной  $\sim 5000 \text{ Å}$ , после воздействия полностью соответствовала закаленному состоянию, т. е. выделения хрома после воздействия лазерным импульсом растворились в матрице (рисунок 6.7, б). Уменьшение  $W_{\text{р1}}$  до величины  $\sim 1,5 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$  заметно снижало эффективность воздействия. Включения в матрице «растворялись» не полностью; частицы приобретали каплевидную форму, а вокруг них возникали дефектные участки. Обнаруженные изменения структуры характерны для всего образца, то есть наблюдались и на удалении до 20 мм от края облученной зоны. Результаты воздействия лазерного импульса имели весьма стабильный характер.

Повторное старение облученных образцов при температуре 700 °С способствовало выпадению частиц хрома лишь на границах зерен и блоков, что соответствует выделению из твердого раствора не более 5% общего количества хрома в сплаве.

Во всех исследованных образцах не было обнаружено изменение распределения хрома по сечению, что было проконтролировано с помощью рентгеноспектрального микроанализатора JEOL-3XA.

Основные изменения структуры сплава БрХ возникали после воздействия одного лазерного импульса. В образцах, облученных пакетом из десяти импульсов той же мощности, следующих с частотой порядка 0,02 Гц, каких-либо дополнительных изменений в структуре материала не наблюдалось. В облученных образцах зафиксированы следующие изменения структуры: миграция участков большеугловых границ зерен, формирование блочной структуры, увеличение плотности дислокаций в объеме, «растворение» частиц хрома в матрице и уменьшение эффекта старения при повторном отжиге, вызванное, по-видимому, образованием устойчивых комплексов точечных дефектов.

При повторении проведенной серии экспериментов с использованием лазерного импульса, показанного на рисунке 6.1, то есть при уменьшенном соотношении  $W_{P1}/W_{P0,5}$  до значения  $\sim 2 - 3$  были зафиксированы лишь следы обнаруженного эффекта, несмотря на то, что величина плотности энергии лазерного импульса в обеих сериях экспериментов совпадала.

### 6.2.1.1 Измерение шероховатости поверхности исследуемого образца

В процессе анализа, полученных выше результатов, рельеф поверхности исследовавшегося в работе тестового образца фольги сплава БрХ был изучен методом оптической профилометрии. Для этого использовался оптический профилометр Zygo New View 5000 (рисунок 6.8). Прибор позволяет получать трехмерные и двумерные изображения рельефа поверхности образца с разрешением по вертикали до 0,1 нм. Латеральное разрешение и поле зрения зависят от использующегося сменного объектива. Благодаря наличию автоматизированного координатного столика и возможности программной «сшивки» изображений, получаемых при одиночном сканировании, имеется возможность исследовать площадки с латеральными размерами, значительно превышающими поле зрения объектива, вплоть до десятков см<sup>2</sup>.

Принцип действия этого интерферометра основан на том, что при помощи фотодиодной матрицы регистрируется изображение, полученное при интерференции света, отраженного от исследуемой поверхности образца и эталонной плоской поверхности. В процессе сканирования объектив перемещается перпендикулярно поверхности образца, при этом на ПК записываются полученные интерферограммы. По окончании сканирования происходит компьютерная обработка полученных данных, результатом которой является трехмерное изображение поверхности образца.

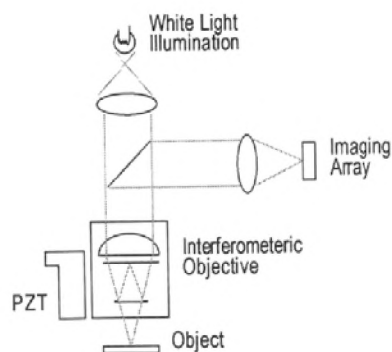


Рисунок 6.8 – Внешний вид и оптическая схема оптического профилометра Zygo New View 5000

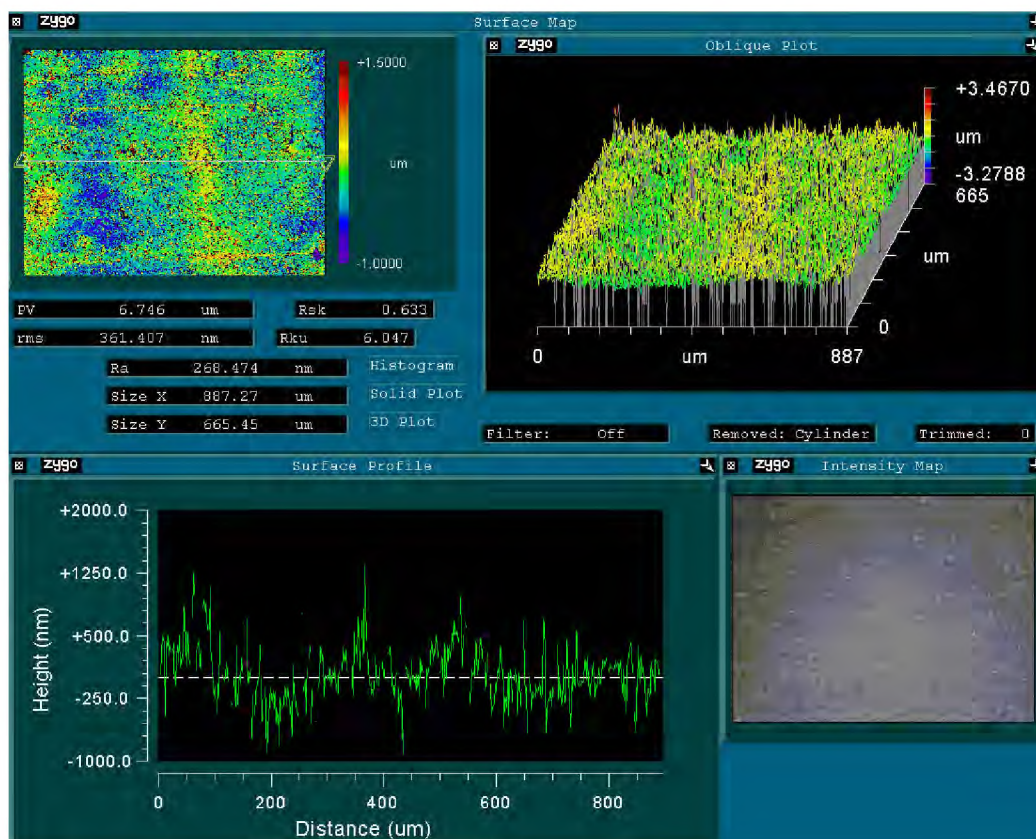


Рисунок 6.9 – Профиль поверхности вдоль образца БрХ

На рисунке 6.9 приведены результаты измерений профиля вдоль поверхности центральной зоны исследуемого образца. Размеры исследованной зоны –  $1 \times 1 \text{ см}^2$ . На рисунке 6.10 показано увеличенное изображение профиля участка поверхности. Красным цветом отмечены участки, имеющие шероховатость  $\sim 40 \text{ мкм}$ .

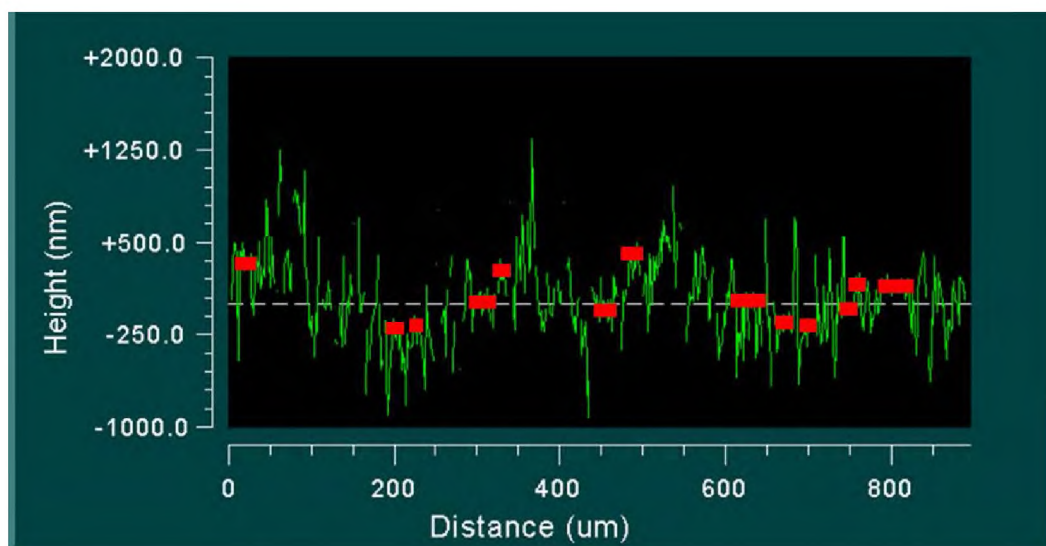


Рисунок 6.10 – Увеличенное изображение профиля поверхности образца БрХ



## 6.2.2 Теоретический анализ результатов эксперимента

Хотя наблюдавшиеся изменения структуры сплава БрХ в принципе характерны для высокотемпературной деформации, но обычными методами обработки металлов не удаётся зафиксировать столь неравновесную микроструктуру материала, например незавершенное «растворение» частиц хрома. Растворение хрома в матрице - диффузионный процесс и обычно достигается в процессе отжига в течение 15 – 30 минут при температуре 950°C. Даже если предположить, что энергия лазерного импульса полностью поглощается в образце и расходуется на его нагрев, то по оценкам средняя температура образца на глубине 50 мкм будет значительно меньше.

В сплаве БрХ, состаренном при  $T=700^\circ\text{C}$ , средняя длина стержней хрома  $\sim 5000 \text{ \AA}$  при диаметре  $300 \text{ \AA}$ , что эквивалентно по массе сферическому включению диаметром  $500 \text{ \AA}$ . «Растворение» включений в этом случае не может происходить за время  $< 10^{-5} \text{ с}$ , так как выделившаяся на нем энергия будет перераспределяться в матрице. Оценки коэффициента диффузии хрома в меди  $D_0$  показывают, что для осуществления этого процесса необходимо, чтобы  $D_0 \geq 10^{-3}-10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ . По данным [378], в стационарных условиях, при  $1000^\circ\text{C}$  величина  $D_0 = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$ , т. е. в нашем случае, «растворение» частиц хрома в матрице может происходить по диффузионному механизму только в том случае, если коэффициент диффузии хрома в меди аномально возрастает на несколько порядков. То есть, проявился так называемый эффект аномального массопереноса, наблюдавшийся при импульсной деформации металлов [379, 380].

Изменение структуры материала на глубине 50 мкм нельзя объяснить непосредственным действием излучения или воздействием теплового потока энергии лазерного импульса, поглощенной поверхностью. Давление на фронте ударной волны, образующейся в результате оптического пробоя воздуха, экспериментально измеренное в сходных условиях [176, 177], составляет 0,1 - 0,2 кбар, т. е. значительно ниже динамического предела текучести меди (1 - 5 кбар [381]), и, по-видимому, также не должно оказывать существенного влияния на структуру материала.

Эффекты, вызванные выделением энергии лазерного импульса за пределами зоны воздействия, наблюдались неоднократно (см., например, [382]), однако, в большинстве случаев они объясняются взаимодействием лазерного излучения с возбуждаемой им поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ). Однако, в нашем случае, наблюдались не поверхностные, а объёмные явления. Подобные эффекты наблюдались значительно реже. Так, например, подобный факт упомянут в классической монографии [383]. Там приведены результаты экспериментальной работы [384], в которой металлические мишени подвергались воздействию излучения рубинового лазера, плотность потока которого составляла  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом, в эксперименте наблюдались две зоны поражения: первая зона – это расплавленная поверхность, размер которой примерно соответствовал диаметру сфокусированного пятна; вторая зона, находилась за пределами этого пятна и представляла собою скопление отдельных кратеров. Даже в случае, когда половина облучаемой зоны закрывалась непрозрачным экраном, то под ним всё равно возникали кратерные образования. Появление неравновесных структурных дефектов после лазерного воздействия вне облучённой зоны наблюдалось и в некоторых других работах. Например, в работе [385] исследована дислокационная структура монокристаллов p-CdTe до, и после воздействия импульсным излучением рубинового лазера. Обнаружен рост плотности дислокаций не только в облученной зоне, но и в защищенной от лазерного излучения зоне. В главе 4 показано, что подобный эффект наблюдался нами при микровзрыве поглощающих включений в приповерхностном слое германия (см. рисунок 4.6).

## 6.2.2.1 Возможность anomalно высокого поглощения излучения образцом

В ИК - области спектра металлы обычно отражают большую часть падающего излучения (так, чистая полированная поверхность меди, как показано выше, отражает на длине волны 10,6 мкм ~ 98,5%). Однако, при определённых условиях возможно anomalное увеличение доли поглощённого излучения, вплоть до 100%.

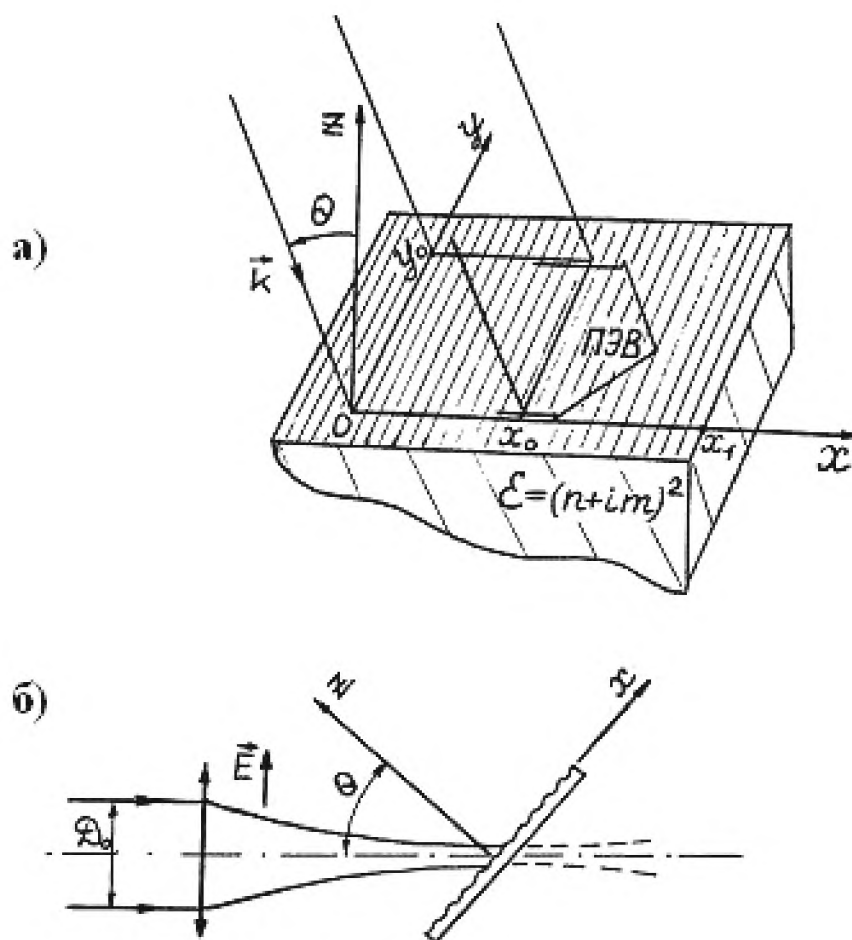


Рисунок 6.11 – Модель взаимодействия лазерного луча с шероховатой поверхностью металла. Периодическая структура, приводящая к резонансному преобразованию падающего излучения в ПЭВ, покрывает всю поверхность мишени. Излучение поляризовано в плоскости падения  $xz$ , направление штрихов решетки – вдоль оси  $y$ . Лазерный луч на поверхности имеет прямоугольную форму с размерами  $x_0 \times y_0$  [382]

В работах [382, 385-388] предложена модель резонансного поглощения лазерного излучения поверхностью металла, на которой присутствуют периодические структуры (ПС), (рисунок 6.11). Это происходит благодаря интерференции падающего луча с

возбуждаемой им поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) в случае, когда рельеф поверхности благоприятствует этому процессу.

Показано, что при дифракции света на синусоидальных решетках с периодом порядка длины волны  $\lambda$  возможно проявление эффекта полного подавления зеркального отражения (ППЗО). Для этого необходимо, чтобы при фиксированном угле падения лазерного луча глубина рельефа поверхности и длина волны излучения были связаны некоторым оптимальным соотношением. Причем, если глубина рельефа поверхности близка к оптимальной, то в зависимости коэффициента зеркального отражения от параметров рельефа наблюдается один провал. Наличие провала обусловлено взаимодействием излучения с резонансно возбуждаемыми поверхностными электромагнитными волнами. В работах [389, 390] показано, что провалы в коэффициенте зеркального отражения возможны и в случаях с более сложным периодическим рельефом поверхности.

Световой луч с поляризацией в плоскости падения направляется под углом  $\theta$  из среды с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0 = 1$  (воздух) на шероховатую поверхность, которую можно представить в виде дифракционной решетки с одним периодом  $\bar{d}$  и профилем  $z = h \sin gx$ . В нашем случае угол  $\theta = 0$ . Металл имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = \epsilon = (\bar{n} + i\bar{m})^2$  ( $\bar{n}$  и  $\bar{m}$  - оптические константы). Здесь  $\bar{h}$  - амплитуда глубины решетки, независящая от координаты  $x$ ,  $g=2\pi/\bar{d}$  - обратный вектор решетки,  $\bar{k} = 2\pi/\lambda$  - волновой вектор излучения. Величина периода  $\bar{d}$  является резонансной для возбуждения ПЭВ падающим излучением.

В работе [382] получены выражения (6.2 – 6.4), определяющие зависимость поглотительной способности  $A$ , обусловленной диссипацией ПЭВ, как от глубины решетки  $h$ , так и от размеров облучаемого пятна  $x_0$  и мишени  $x_1$ . Для упрощения расчетов размер мишени  $x_1$  предполагается достаточно большим, что, собственно, и имело место в нашем случае. Тогда зависимостью  $A$  от  $x_1$  можно пренебречь, то есть, наблюдается предельный случай, когда облучённая зона больше длины пробега ПЭВ по решетке ( $x_0 \gg 1/\alpha$ )

$$A_0 = \frac{4\bar{n}}{\bar{n}^2 + \bar{m}^2}, \quad (6.2)$$

$$\bar{h}_0 = \frac{\bar{d}}{2\pi} \sqrt{A_0 \cos\theta}, \quad (6.3)$$

$$A(x_0, \bar{h}) = A(\bar{h}) = A_1(\bar{h}) = \frac{4 \times \bar{h}_0^2 \bar{h}^2}{(\bar{h}_0^2 + \bar{h}^2)^2}, \quad (6.4)$$

где:  $\bar{h}_0$  - это оптимальная глубина решетки, при которой в случае больших размеров пятна достигается практически полное поглощение падающего излучения

$$\bar{h}^* = A_0 \times \frac{\bar{d}}{4\pi},$$

$A_0$  - поглощательная способность плоской металлической поверхности при  $\theta=0^\circ$  без учёта влияния периодической структуры.

Подставляя в приведённые уравнения справочные данные по оптическим константам  $n$  и  $m$  [387], рассчитаны, представленные в таблице 6.1, параметры решетки для медного образца при использованных в работе размерах образца и облучённой зоны.

Таблица 6.1 — Параметры  $A_0$ ,  $\alpha_d$ ,  $L$ ,  $\bar{h}_0$  и  $\bar{h}^*$ , рассчитанные для меди

	$\lambda$ , мкм	T, К	$\bar{n}$	$\bar{m}$	$A_0 \times 10^2$	$\alpha_d$ , см <sup>-1</sup>	$L =$ $1/(2\alpha_d)$	$\bar{h}_0$ , мкм	$\bar{h}^*$ , мкм
Cu	10,6	293	11,6	60,3	1,23	0,31	16,2	0,01	0,01

Таким образом, оптимальная высота решетки для резонансного поглощения лазерного излучения составляет 10,3 нм.

На рисунке 6.9 видно, что шероховатость поверхности образца БрХ составляет ~ 360 нм, что значительно выше рассчитанной ранее высоты решётки, необходимой для 100% резонансного поглощения. Но если рассмотреть возможность 50% поглощения излучения, то высота необходимой для этого решетки составит примерно 40 нм. Участки с такой высотой присутствуют на поверхности образца (рисунок 6.10). Данный факт позволяет предположить, что в проведённом нами в эксперименте мог наблюдаться эффект резонансного поглощения излучения.

Эти данные позволяют оценить величину максимально возможной эффективности лазерного энерговыклада  $A_{\max}$  поверхности с периодической структурой. Действительно, в этом случае, при одновременном выполнении условий:  $\bar{h} = \bar{h}_0$ ;  $x_0 \gg 1/\alpha(h) = 1/2 \alpha d$ ;  $(x_1 - x_0) \gg 1/(2\alpha)$ ; тогда

$$\alpha \bar{d} = k \times W_p \bar{m} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}}. \quad (6.5)$$

Таким образом показано, что, при одновременном выполнении условий (6.2 – 6.4), возможно достижение практически полного поглощения падающего излучения.

### 6.2.2.2 Решение уравнения теплопроводности для описываемого случая

Как известно, свет, будучи электромагнитным излучением, вследствие взаимодействия со свободными электронами [389] может проникать в металл только на глубину скин-слоя. Для излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм эта величина составляет около 6,22 нм [390] и определяет параметры объемного теплового источника внутри рассматриваемого образца.

Для численного решения уравнений теплопроводности временная зависимость интенсивности лазерного излучения представлена двумя прямыми (прямого и обратного наклона) и экспонентой (рисунок 6.12).

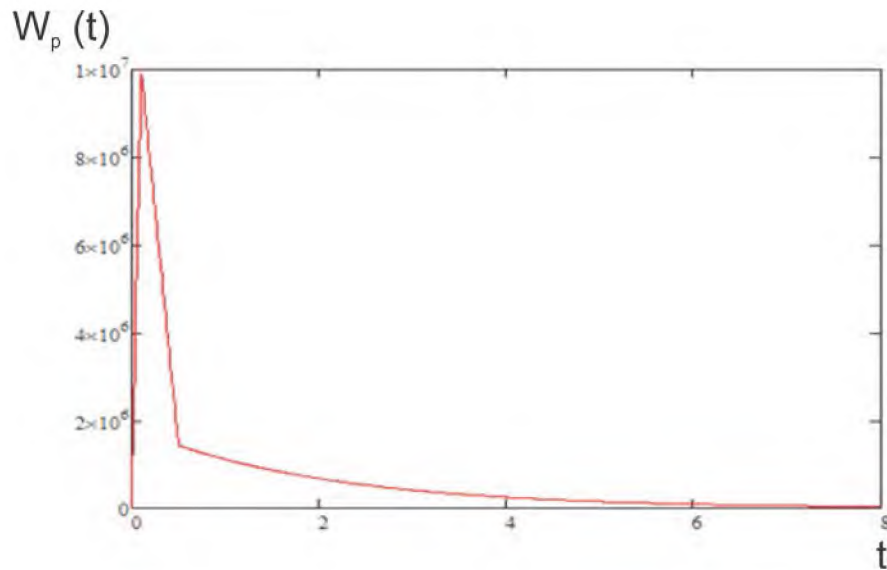


Рисунок 6.12 – Аппроксимированная форма лазерного импульса

$$W_p(t) = 10^8 \times t, \quad 0 \leq t < 0,1, \quad (6.6)$$

$$W_p(t) = \frac{\frac{10^7}{7} - 10^7}{0,4} \times (t - 0,1) + 10^7, \quad 0,1 \leq t < 0,5, \quad (6.7)$$

$$W_p(t) = \frac{10^7}{0,4} \times e^{\frac{0,5-t}{2}}, \quad t \geq 0,5. \quad (6.8)$$

Временная зависимость поглощённой энергии импульса излучения описывается уравнением (6.9). Результаты численного расчёта представлены на рисунке 6.13.

$$W_{\text{Епогл}} = A_0 \int_0^t W_p(t) dt. \quad (6.9)$$

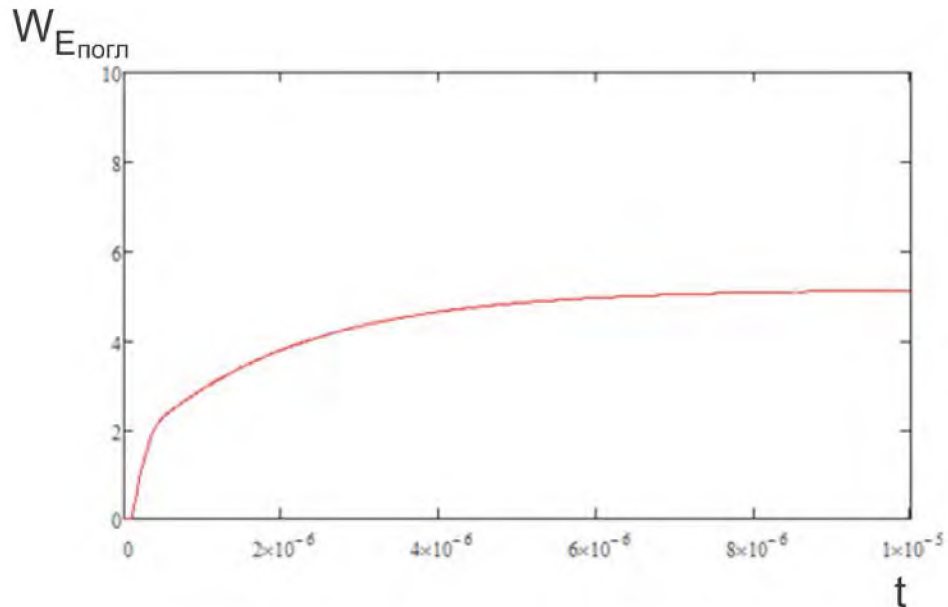


Рисунок 6.13 – Временная зависимость поглощённой энергии импульса излучения ( $W_p - W_{\text{Еотр}} = W_{\text{Епогл}}$ )

Поглощенная энергия вызывает локальный нагрев материала. Температура, до которой нагревается материал, зависит от плотности мощности излучения, длительности воздействия, теплофизических и оптических свойств вещества, геометрии образца. Тепло из области воздействия лазерного излучения распространяется благодаря теплопроводности вдоль и в глубину образца.

Рассмотрим температурное поле  $T(\vec{r}, t)$  образца. Совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого образца задана координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  или вектором  $\vec{r}$  в каждый фиксированный момент времени  $t$ . Рассмотрим пространственно-временное распределение температуры, то есть зависимость  $T = T(\vec{r}, t) = T(x, y, z, t)$ .

При воздействии на материал лазерным импульсом возникает нестационарное температурное поле, изменяющееся как в пространстве, так и во времени. В стационарном поле температура является функцией только координат

$$T = T(\vec{r}) = T(x, y, z), \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (6.10)$$

В образце с температурой  $T(\vec{r}, t)$  можно выделить изотермическую поверхность, во всех точках которой в любой, но один и тот же момент времени  $t_1$ , температура одинакова. Тогда -  $T(\vec{r}, t) = const$ .

Для случая неподвижного источника тепла уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial(C_p T)}{\partial t} = \text{div}[-k \times \text{grad}T] + W_p v(\vec{r}, t). \quad (6.11)$$

Теплофизические параметры  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности в общем случае зависят от координат, времени и температуры. Тепловой поток  $-\kappa \text{grad}T$  определяется количеством тепла, проходящего в единицу времени через единицу площади поверхности, перпендикулярной направлению потока в рассматриваемой точке. Плотность мощности теплового источника  $q_v(\vec{r}, t)$ , действующего в объеме образца, в общем случае также зависит от температуры.

В нашем случае энергия выделяется неоднородно по объему взаимодействия, что приводит к неоднородному нагреву вещества, вызывающему интенсивные процессы теплопереноса между различными участками.

Уравнение 6.11 можно преобразовать, произведя замену  $\text{div}[\text{grad}T] = \Delta T$  (где  $\Delta$  – оператор Лапласа)

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \alpha \times \Delta T(\vec{r}, t) + \frac{1}{\rho c} q_v(\vec{r}, t), \quad (6.12)$$

где  $\alpha = \frac{\kappa}{\rho c}$  – коэффициент температуропроводности.

Уравнению 6.12 удовлетворяет функция  $T(\vec{r}, t)$ , описывающая распределение температуры в образце.

Решение уравнения 6.12  $T = T(x, y, z, t)$  определяется функцией, зависящей от плотности тепловых источников  $q_v(\vec{r}, t)$  и значений теплофизических констант  $\rho$ ,  $c$ ,  $\kappa$ , а однозначность решения – граничными условиями для каждой конкретной задачи



нагрева. В частности, значение  $\kappa$  определяет максимальную температуру, соответствующую данной плотности мощности объемных тепловых источников  $q_v(\vec{r}, t)$ .

Коэффициент температуропроводности где  $\alpha = \frac{\kappa}{\rho c}$  определяет, скорость установления теплового равновесия в материале при мгновенном включении теплового источника. При этом расстояние, на которое тепловая волна распространяется в материале за время  $t$ , может быть оценено, как  $l_T \approx \sqrt{at}$ . Размеры прогретой области материала растут пропорционально температуропроводности.

Решение задачи в нашем случае упрощается, так как возможен переход от трехмерного случая к двумерному. Ширина образца и зоны воздействия ЛИ одинакова (10 мм), поэтому передачей энергии по ширине можно пренебречь (рисунок 6.14).

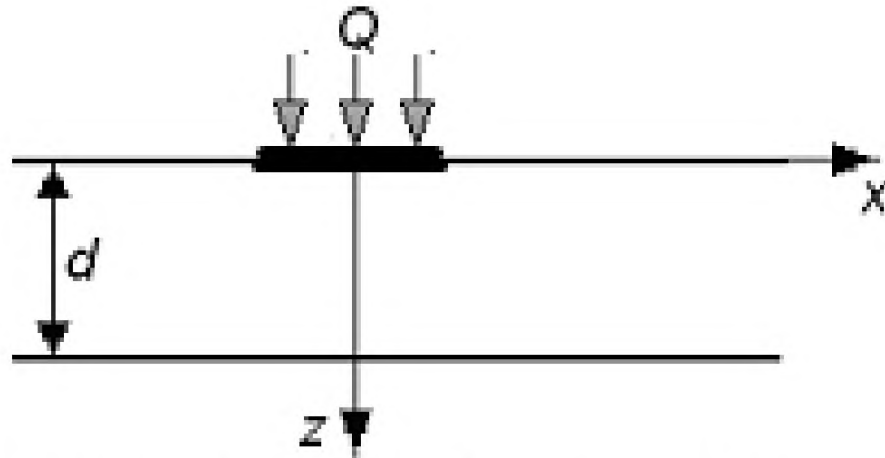


Рисунок 6.14 – Тепловая модель образца, подвергнутого воздействию лазерного излучения

Поскольку энергия лазерного импульса в образце преобразуется в тепловую, затухая при распространении вглубь, будем считать, что распределение температуры по образцу в начальный момент времени пропорционально поглощенной энергии. Таким образом, температура материала экспоненциально уменьшается по мере проникновения волны вдоль оси  $Z$ . Так как толщина образца превосходит длину распространения тепловой волны в материале за время импульса, то теплообменом на поверхностях образца можно пренебречь.

Распределение температуры  $T(x, z, t)$  в образце получается из решения уравнения теплопроводности (6.13)

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T(x, z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right), \quad (6.13)$$

$$0 < x < R, \quad 0 < z < L, \quad 0 < t < \tau$$

где  $C(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  — эффективная теплоемкость металла, плотность и коэффициент теплопроводности, соответственно.

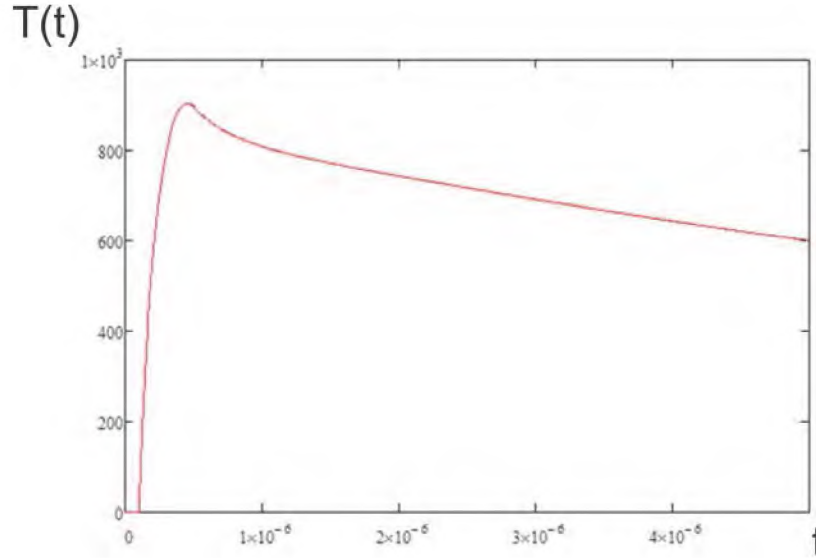


Рисунок 6.15 – Зависимость температуры поверхности образца от времени

Граничные условия для данной задачи

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \text{ при } x = 0, \quad (6.14)$$

$$T(x, L, t) = T(R, z, t) = T_0, \quad (6.15)$$

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} = q, \text{ при } z = 0, \quad (6.16)$$

где  $W_p$  – плотность мощности лазерного излучения,  $L$  – толщина образца,  $R$  – радиус пятна,  $\tau$  – длительность импульса. Потерями энергии на переизлучение и теплообмен поверхности образца с окружающей средой пренебрегаем.

Численное решение проведено методом Писмена-Рэкфорда [390] с локальными итерациями по нелинейности в разностном аналоге условия локального баланса энергии на поверхности образца. В результате найдено распределение температуры в образце  $T(x, z, t)$ .

Пространственное распределение температуры по глубине образца в момент времени  $t = 0,4$  мкс представлено на рисунке 6.16.

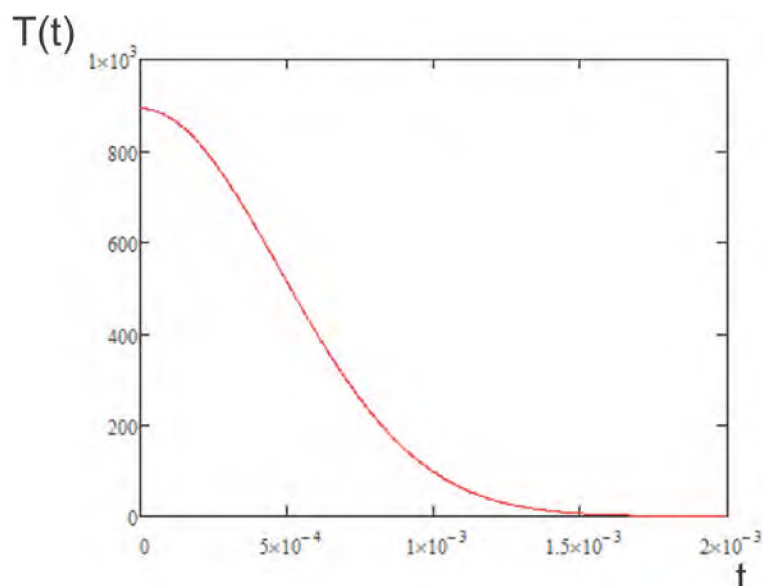


Рисунок 6.16 – Распределение температуры по глубине образца в момент времени  $t = 0,4$  мкс

Зависимость температуры поверхности ( $x=0$ ) от времени представлена на рисунке 6.15. Максимальная температура поверхности достигает величины около  $900^{\circ}\text{C}$  в момент времени  $t = 0,4$  мкс.

Нагрев зоны воздействия вызвал возникновение значительных внутренних напряжений в образце, которые привели к появлению волны сжатия. Термические напряжения тем больше, чем больше перепад температур при локальном нагревании и чем больше коэффициент термического расширения материала.

Температурное поле поверхностного источника тепла достаточно медленно изменяется в пространстве и собственное тепловое расширение среды в любой ее точке приводит, вследствие упругой реакции окружающего материала, к таким сжимающим усилиям, которые превосходят растягивающие усилия со стороны более нагретых областей. Максимальные напряжения возникают в центре зоны облучения.

Генерация акустических волн за счет локального нагревания и испарения может приводить к разрушению среды, если амплитуда звуковой волны превышает динамический предел упругости материала.

Рассмотрим возникновение упругой волны вследствие термического расширения образца БрХ при нагреве лазерным излучением. Запишем, в упругом приближении, уравнения определяющие расширение приповерхностного слоя при импульсном нагреве

$$\Delta L = \frac{\alpha(T) \times L_1}{\Delta T}, \quad (6.17)$$

где  $\alpha(T)$  - коэффициент линейного расширения, зависящий от температуры;  
 $L_1$  - длина облучённой зоны;  
 $\Delta L$  - абсолютное удлинение;  
 $\Delta T$  - изменение температуры.

Давление на фронте волны рассчитывается, как

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \times E \times \frac{\Delta L}{L_2}, \quad (6.18)$$

где  $E$  - модуль Юнга;

коэффициент  $\frac{1}{2}$  обусловлен расширением зоны воздействия в обе стороны;

$L_2$  - длина распространения возмущения за время нагрева  $t$ , которую можно рассчитать через скорость звука в меди  $V$

$$L_2 = V \times t. \quad (6.19)$$

Из приведенных выше уравнений следует, что давление на фронте упругой волны можно записать следующим образом

$$\bar{P} = \alpha(T) \times E \times L_1 \times \frac{\Delta T}{2 \times V \times t}. \quad (6.20)$$

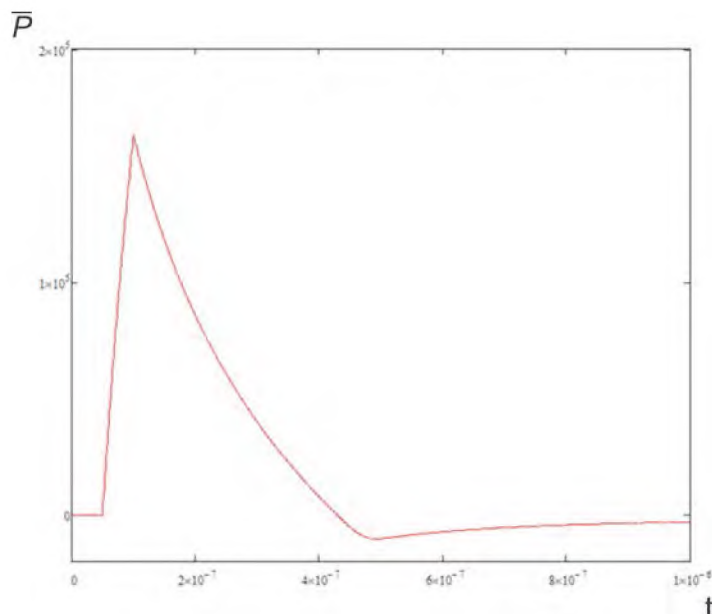


Рисунок 6.17 – Зависимость давления на фронте упругой волны от времени

В формуле (6.20) отношение изменения температуры к времени, за которое она изменяется, можно заменить на производную по времени. Таким образом, получаем

$$\bar{P} = \frac{\alpha(T) \times E \times L_1}{2 \times V} \times \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (6.21)$$

Ввиду отсутствия справочных данных по свойствам сплава БрХ мы использовали данные по меди [273], представленные в таблицах 6.2 и 6.3.

Таблица 6.2 - Справочные данные по меди

Величина	Значение
$L_1$ , см	1
$E$ , бар	$11,4 \cdot 10^5$
$V$ , см $\cdot$ с $^{-1}$	$3,79 \times 10^5$

Таблица 6.3 - Коэффициенты линейного расширения меди

Температура, °С	$\alpha$ , $10^{-6}$ град $^{-1}$
20	16,61
100	17,18
300	18,45
500	19,15
700	20,72
900	22,5
1100	24,1

Используя численное решение функции температуры поверхности  $T(t)$ , был построен график функции  $P(t)$  рисунок 6.17.

Расчёт показал, что, хотя значения давлений полученных таким образом слегка завышены, максимальное давление  $\sim 1,6 \times 10^5$  бар достигается в момент времени  $t_{\max} = 0,1$  мкс. Максимум напряжений совпадает по времени с максимальной плотностью излучения. Таким образом, форма импульса возникающих упругих напряжений практически повторяет форму импульса генерации.

Изменения структуры меди после обработки взрывом исследованы достаточно подробно, например [381, 391, 392]. При давлении на фронте ударной волны, превышающем динамический предел текучести, наблюдалось повышение плотности дислокаций и разбиение зёрен на блоки с размером фрагментов  $\sim 0,3$  мкм, то есть явления, сопровождающие, обычно, пластическую деформацию.

Рассеяние энергии механических колебаний в твердых телах происходит, в основном, на дефектах структуры (эффект внутреннего трения [393]). В работе [394] исследовано изменение структуры металлов после нагрева ультразвуком с частотой  $2 \times 10^5$  Гц при давлении  $P = 1500$  кг/см $^2$ . Обработка в течение 10 с., при средней скорости нагрева 50 – 60 град/с., привела к миграции границ зёрен в железе. Показано, что за

один цикл приложения нагрузки ( $2,5 \times 10^{-4}$  с) энергия не успевает равномерно перераспределиться по объёму, что вызывает проскальзывание по границам зёрен и их миграцию.

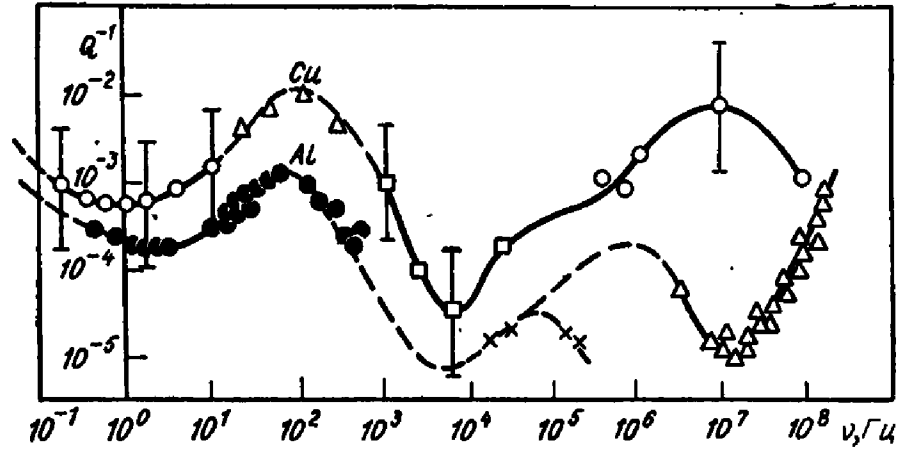


Рисунок 6.18 – Частотная зависимость внутреннего трения поликристаллов алюминия и меди при  $20^\circ\text{C}$  (На данном графике внутреннее трение это величина обратная добротности  $Q^{-1}$ ) [393]

Выше показано, что энергия лазерного импульса переходит в тепло, а неравномерный разогрев тела приводит к возникновению упругой волны в образце. Пиковую часть лазерного импульса  $2 t_1 = 2 \times 10^{-7}$  с можно представить в виде полупериода соответствующего волнового процесса с частотой  $1,5 \times 10^7$  Гц. В меди на частоте  $\sim 10^7$  Гц наблюдается значительный пик внутреннего трения (рисунок 6.18) [393]. Учитывая, что в настоящей работе давление, на два порядка выше, чем в [394], можно предположить, что в сплаве БрХ энергия упругой волны, вызванной линейным расширением приповерхностного слоя, нагретого лазерным излучением, рассеивается, главным образом, на дефектах структуры.

Полученные результаты свидетельствуют о локальном выделении энергии лазерного импульса в объеме сплава медь - хром (вне зоны непосредственного воздействия излучения) на дефектах структуры, таких, как границы зерен и выделения второй фазы.

Возможным механизмом передачи в объём материала, выделившейся на его поверхности энергии излучения, может быть явление генерации упругих волн, энергия которых рассеивается в свою очередь, на дефектах.

### 6.3 Деградация и восстановление медных зеркал импульсного CO<sub>2</sub> – лазера

При воздействии лазерного излучения на поверхность металла наблюдались светящиеся пятна, выделяющиеся своей яркостью на общем фоне облучённой зоны. Некоторые из них могли являться локальными инициаторами развития оптического пробоя воздуха вблизи поверхности. Предполагается, что яркие локальные участки в пятне облучения возникали на поверхностных образованиях, существенно отличающихся своими оптическими и теплофизическими свойствами от чистой поверхности металла. Это могут быть, например, участки поверхности металла, покрытые тонкой диэлектрической поглощающей пленкой. Кроме того, в процессе шлифовки и полировки приповерхностный слой зеркала шаржируется частицами абразива, также поглощающими лазерное излучение. На таких образованиях заметно увеличивается поглощение света, а их нагрев значительно превышает соответствующую величину самого металла. Естественно, что наличие подобных образований на зеркале несколько снижает интегральный коэффициент отражения по сравнению с чистой поверхностью.

В данном разделе сообщается об экспериментальных исследованиях длительной эксплуатации медных зеркал импульсного CO<sub>2</sub> – лазера, свойства и конструкция которого описаны в работе [A10]. Основной практический результат – многолетняя работа зеркал происходила без заметного необратимого ухудшения основных оптических параметров. Длительность импульса (рисунок 6.1) в различных экспериментах составляла 2 - 5 мкс по основанию, апертура луча  $\sim 10 \times 10$  см<sup>2</sup>. Энергия импульса варьировалась в диапазоне 50 – 800 Дж. Резонаторные зеркала использовались в условиях контакта с активной средой лазера, плазма которой в момент разряда обладала высокой химической активностью. В плазме разряда присутствовали ионы O<sub>2</sub><sup>+</sup>, CO<sup>+</sup>, CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, различных окислов азота, продукты разложения три-*n*-пропил-амин, используемого в качестве легкоионизируемой присадки в смеси, и различные их комбинации. Зеркала устанавливались на торцах лазерных кювет. При замене активной среды лазера металлическое зеркало не подвергалось механической нагрузке, возникающей обычно при откачке кюветы, благодаря специально разработанной конструкции оправы. Коррозионная устойчивость зеркал весьма важна, так

как снижение коэффициента отражения существенным образом ухудшает КПД лазера. Частая замена вышедших из строя зеркал повышает эксплуатационные расходы и тем самым сужает область применения лазера.

Были исследованы вогнутые «глухие» зеркала  $\varnothing 160$  мм с радиусом кривизны 40000 мм, изготовленные методом алмазного точения с последующей доводкой алмазной пастой (зеркало № 1) и методом свободного абразива (зеркало № 2). Оптические параметры зеркал после изготовления: форма поверхности  $N = 2$ , ошибка формы  $\Delta N = 0,2$ , класс оптической чистоты  $P = V$ .

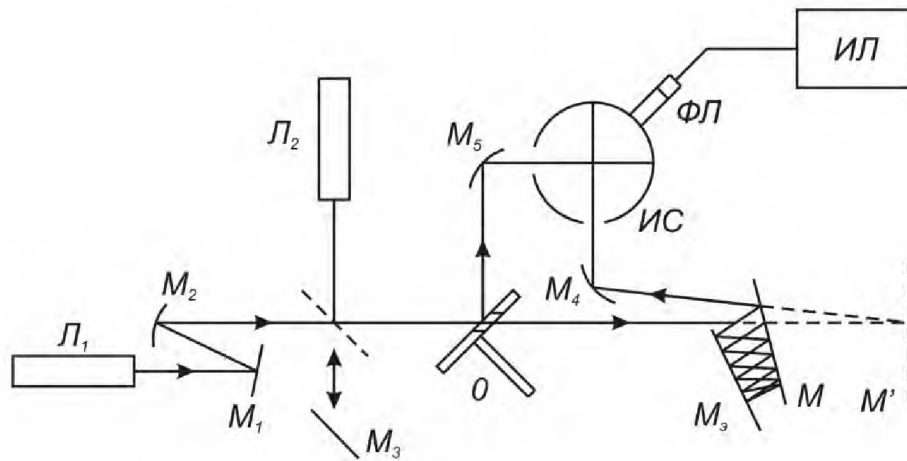


Рисунок 6.19 – Принципиальная схема стенда КЗО-2:

$L_1, L_2$  – рабочий и юстировочный лазеры;  $M_1, M_2, M_4, M_5$  – зеркала оптического тракта;  $M_3$  – передвижное юстировочное зеркало;  $M$  и  $M_3$  – исследуемое эталонное зеркало;  $O$  – обтюратор;  $ИС$  – интегрирующая сфера;  $ФП$  – фотоприемник с усилителем;  $ИП$  – измерительный прибор;  $M'$  – положение зеркала  $M$  при повторном измерении

Перед установкой зеркала в кювету измерялся его коэффициент зеркального отражения (КЗО) на аттестованном стенде КЗО-2 (рисунок 6.19). Определение КЗО выполнялось методом многократных отражений. Суть метода заключается в измерении и сравнении потока лазерного излучения  $\Phi_N$ , многократно отраженного между исследуемым и эталонным зеркалами, с потоком  $\Phi_1$  отраженным от исследуемого зеркала. Измерения проводились при угле падения излучения  $8^\circ$ . Число отражений  $N$  равнялось 11. Относительная погрешность измерения параметра  $\rho_\lambda$  составляла  $\pm 0,2\%$ . Расчеты проводились по формуле (6.22)

$$R_\lambda = \frac{1}{R_3 \left( \frac{\Phi}{\Phi_t} \right)^{1/N}}, \quad (6.22)$$



где  $R_0$  - коэффициент зеркального отражения эталонного зеркала;

$N$  - число отражений на эталонном зеркале.

После цикла эксплуатации ( $\sim 10^3$  пусков) зеркало снимали и определяли КЗО, снизившийся в процессе эксплуатации. Затем реставрация зеркал проводилась методом их бесконтактной химической обработки по специально разработанной технологии [A20, A46, A47].

Длительная эксплуатация в среде газового разряда приводила к образованию на поверхности зеркала темной пленки. Она состояла в основном из продуктов разложения три- $n$ -пропил-амин в плазме газового разряда. Эта плёнка заметно ухудшала оптические параметры зеркала в видимой и ИК - областях спектра. Ввиду низкой микротвёрдости меди, очистка оптической поверхности зеркал стандартными методами, применяемыми в оптической промышленности (путём протирки ватой, пропитанной растворителями), не позволяет полностью восстановить их оптическое качество. В этом случае вата и частицы пыли, попавшие на зеркало, оставляют микроцарапины на его поверхности, что заметно ухудшает её чистоту. Это и послужило причиной разработки бесконтактной технологии химической очистки зеркал азеотропной смесью на основе тетрафтордибромэтана [A20, A46, A47].

После воздействия лазерного излучения зеркала отмачивались в специально разработанной азеотропной смеси на основе фреона, после чего последовательно обрабатывались бесконтактно алифатическим спиртом, преимущественно этанолом, затем раствором бензотриазола в ацетоне либо этаноле. После завершения процесса отмывки зеркала тщательно обдувались в струе осушенного и очищенного инертного газа, например, азота.

Все процессы проводились в чистой комнате при комнатной температуре. Результаты многолетней эксплуатации этих зеркал приведены в таблице 6.4.

Специальная химическая обработка зеркал приводила к полному удалению с оптической поверхности пленки, образовавшейся в процессе эксплуатации. Коэффициент зеркального отражения, при этом, после нескольких циклов постепенно возрос до величины 99,0%, что несколько выше исходного (сразу после процесса полировки), т.е. потери излучения на зеркале уменьшились  $\sim$  в 1,5 раза по сравнению с потерями, свежееизготовленного зеркала. Контроль оптических параметров зеркал  $N$ ,  $\Delta N$ ,  $P$  после химической обработки показал, что они остались без изменения, т.е. использованная в работе технология очистки не ухудшала геометрических параметров зеркал.

Таблица 6.4 Коэффициенты зеркального отражения зеркал на различных стадиях эксплуатации в резонаторе лазера и после процесса восстановления, а также значения выходной энергии лазера

№ зеркала	Вид воздействия	Коэффициент отражения			
		До воздействия	После воздействия	К-во импульсов	Средняя энергия в импульсе, Дж
1	Работа в резонаторе	0,987	0,968	30...60 20...40 30...50 50...70	50...200 200...400 400...600 600...800
1	Химическая обработка	0,968	0,990		
1	Работа в резонаторе	0,990	0,969	150...200 50...100 50...100	50...200 200...400 400...600
1	Химическая обработка	0,969	0,990		
2	Работа в резонаторе	0,985	0,962	400...500 100...150 50...100	50...200 200...400 400...600
2	Химическая обработка	0,962	0,989		
2	Работа в резонаторе	0,989	0,963	250...300 50...80 75...100	50...200 200...400 400...600
2	Химическая обработка	0,963	0,982		
2	Работа в резонаторе	0,982	0,962	До 1000 200...300 300...400	50...200 200...400 400...600
2	Химическая обработка	0,962	0,986		

Механизм некоторого повышения КЗО после химической обработки основан, вероятно, на эффекте лазерной очистки при воздействии на зеркало лазерного импульса с плотностью мощности близкой к порогу оптического пробоя (выгорание поглощающих включений), что способствует повышению его коэффициента отражения. При эксплуатации зеркала внутри лазерной кюветы помимо этого процесса идет конкурирующий процесс осаждения на зеркале продуктов разложения химически активной среды газового разряда, перекрывающий эффект лазерной очистки и вызывающий ухудшение КЗО. В то же время эта плёнка предохраняла поверхность зеркала от окисления в агрессивной среде разрядной камеры. Полное удаление поглощающей пленки с поверхности зеркала химической обработкой проявляло эффект лазерной очистки приповерхностного слоя и, следовательно, могло приводить к некоторому росту коэффициента отражения.

#### 6.4 Предлагаемая методика лазерно-химической очистки металлических поверхностей

На основе проведенных экспериментов с медными зеркалами мощных импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров нами предложена технология подготовки металлических поверхностей перед последующей обработкой, например, оксидированием или покраской.

Поверхность покрывается раствором азотсодержащего органического соединения, образующего на поверхности тонкую пленку, препятствующую доступу кислорода к обрабатываемой поверхности.

Обработанная таким образом металлическая поверхность подвергается воздействию лазерного излучения. Энергия лазерного импульса должна определяться по формуле (6.23)

$$E = 0,8W_{\text{Еп}}, \quad (6.23)$$

где  $W_{\text{Еп}} = \int_0^T W_p(t)dt$ ,

при этом

$W_{\text{Еп}}$  - порог плазмообразования вблизи обрабатываемой поверхности,

$W_p$  – интенсивность лазерного излучения,

$t$  – время облучения.

Время облучения не зависит от длины волны действующего излучения, металла, рода и плотности окружающего газа. Связь величин  $t$ ,  $W_p$  и  $W_{\text{Еп}}$  определяется зависимостями (6.24) и (6.25)

$$\frac{W_{\text{Еп}}}{\sqrt{t}} = 10 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \times \text{мкс}^{1/2}, \quad (6.24)$$

$$t \times W_p^{2/3} = (7 \text{ кВт})^{2/3} \times \frac{\text{с}^{1/3}}{\text{см}^{4/3}}. \quad (6.25)$$

После лазерного воздействия поверхность металла должна подвергаться химической очистке в заранее приготовленной азеотропной смеси тетрабромдифторэтан

– ацетон, вымачивая изделие в течение 1 часа при комнатной температуре. После выдержки в азеотропной смеси поверхность металла обрабатывается этанолом, после чего обрабатывается раствором 1,2,3-бензотриазола в ацетоне до покрытия всей поверхности. Далее, поверхность вновь обрабатывается этанолом и изделие высушивается в струе осушенного и очищенного азота.

Обработанные таким образом поверхности должны, по нашему мнению, оказаться очищенными от поверхностных примесей.

## Выводы

В данном разделе работы получены следующие основные результаты:

1. При исследовании поведения медных зеркал мощного импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  - лазера при плотности энергии 5 - 10 Дж/см<sup>2</sup>, вблизи поверхности которых происходит низкопороговый оптический пробой воздуха, обнаружено, что пик импульса проходил через плазму почти без потерь. Через  $\sim 0,5$  - 1 мкс после начала генерации прохождение излучения практически прекращалось – наблюдался эффект отсечки излучения. На поверхности зеркал заметные повреждения не наблюдались.

2. Экспериментально исследовано изменение доли отраженного от поверхности лазерного излучения в зависимости от средней плотности энергии и формы импульса. Получена зависимость времени отсечки от энергии и формы импульса.

3. Методом дифракционной электронной микроскопии исследована структура образцов сплава медь - хром размером  $50 \times 10 \times 0,1$  мм<sup>3</sup> на глубине 50 мкм от поверхности после облучения импульсом  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. И под пятном облучения (1 см<sup>2</sup>), и на заметном удалении от него, зафиксирована миграция большеугловых границ зерен, формирование блочной структуры, а также «растворение» частиц хрома в матрице, возможное лишь при аномальном увеличении коэффициента диффузии (на несколько порядков), то есть обнаружен эффект аномального массопереноса в направлении перпендикулярном лазерному лучу, то есть не только под зоной облучения, но и вне неё. Результат объяснён передачей энергии лазерного импульса в упругую волну.

4. Показано, что при длительной эксплуатации зеркал в атмосфере активной среды лазера возможно создание условий лазерной очистки, а сочетание её с последующей химической обработкой позволяет не только сохранить оптическое качество зеркал, но и даже несколько увеличить коэффициент отражения (с 98,5% до  $\geq 99\%$ ). На основе полученных результатов предложен метод лазерно-химической очистки металлических поверхностей.

## ГЛАВА 7 АЛМАЗНАЯ ОПТИКА ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ

В главе 5 при изложении результатов экспериментов по воздействию мощного импульса  $\text{CO}_2$ -лазера на ЩГК было показано, что стойкость кристаллов в лазерном луче во многом коррелирует с величиной энергии кристаллической решётки.

В данной главе рассмотрены перспективы применения в силовой лазерной оптике, в частности для изготовления оптики мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров, алмаза – кристалла, известного с древнейших времён, имеющего рекордную величину энергии кристаллической решётки. Проведён краткий анализ технологий получения и обработки алмаза. Так как выращиваемые в настоящее время кристаллы пока не полностью соответствуют требованиям к оптике импульсных лазеров (из-за высокой концентрации поглощающих включений), то мы не стали подвергать их воздействию по изложенным в главах 3-5 методикам. Однако даже получаемый в настоящее время материал уже сейчас весьма перспективен для использования в непрерывных лазерах и широко применяется для изготовления окон мощных технологических щелевых  $\text{CO}_2$ -лазеров. Поэтому было принято решение о проведении экспериментов по воздействию на алмазные пластины излучения 10 киловаттного волоконного иттербиевого лазера. Результаты эксперимента приведены ниже. Помимо этого, эффективность применения алмаза показана на примере некоторых новых высокотехнологичных устройств, как силовой оптики, так и силовой электроники.

Изложенные в данной главе результаты опубликованы в работах [A12, A13, A15, A24, A31-33, A35-A38, A40, A42, A44, A48, A49]. Значительная часть этих данных получена при выполнении НИР «Алмаз – Л», проведённой в рамках ФЦП «Развитие ОПК» в содружестве с сотрудниками Центра естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН Ральченко В.Г., Ашкинази Е.Е., Поповичем А.Ф. и руководителем центра чл. – корр. РАН В.И. Коновым.

## 7.1 Получение образцов поликристаллических алмазов. Их физико-химические свойства

Исследования, описанные в данной главе, проводились на пластинах ПА, полученных по оригинальной технологии в Центре естественно-научных исследований Института общей физики РАН, и обработанных там же [А44].

Осаждение алмазного слоя выполнялось на подложках из монокристаллического кремния диаметром 57 мм в СВЧ-плазмохимическом реакторе ARDIS-100 (рисунок 7.1) из газовых смесей метан и водород, описанном в работе [395].

Опытные образцы ПА изготавливали из выращенных алмазных дисков. Процесс включал следующие технологические операции: отделение от кремниевой подложки, лазерную резку, отжиг, шлифовку и полировку, а также сопутствующую паспортизацию геометрических и оптико-физических параметров полученных образцов.



Рисунок 7.1 - Автоматизированный СВЧ-плазмохимический реактор для выращивания микро- и нанокристаллических алмазных пленок и пластин (ООО «Оптосистемы») [396]

Пластины необходимого оптического качества были получены путем варьирования параметров роста в микроволновой плазме, в том числе: уровня давления

в камере и СВЧ мощности, подаваемой в реактор; концентрации метана в газовой смеси; управлением структурой и свойствами ПА путем подстройки температуры подложки. Выращенные слои ПА отделялись от подложки путём её растворения в смеси плавиковой, азотной и уксусной кислот.

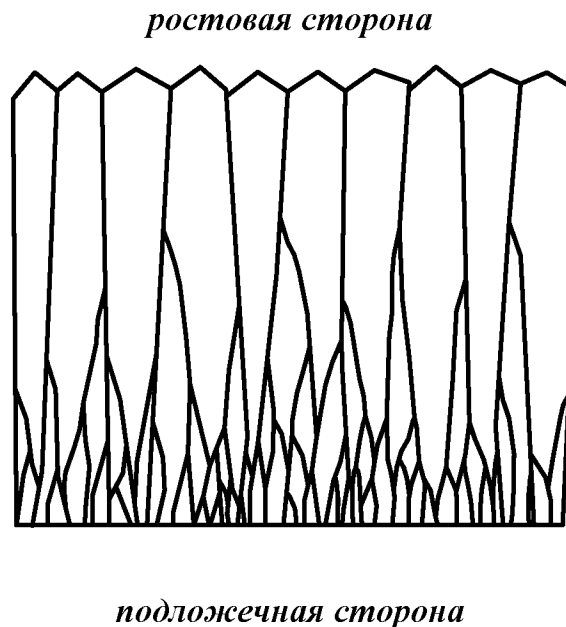


Рисунок 7.2 - Структура алмазной пластины в поперечном сечении [257]

Структура роста ПА схематично показана на рисунке 7.2. Ростовая (сильно шероховатая) поверхность состояла из случайно ориентированных ограниченных кристаллитов, размером до 120 мкм. Нижняя поверхность, прилежавшая к подложке, состояла из субмикронных зёрен, и имела значительно меньшую шероховатость (менее 100 нм). Размер зёрна увеличивался с ростом толщины пластины. Обычно для пластин ПА толщиной ~ 0,5 мм размер кристаллитов с характерной колончатой структурой составлял 60 - 130 мкм. В результате - структура растущей пленки неоднородна, как в направлении по нормали к плоскости подложки, так и по горизонтали. Типичные примеры морфологии ПА, наблюдаемой в растровом электронном микроскопе (РЭМ), показаны на рисунке 7.3 [А44].

Состав фаз углерода в ПА обычно анализируется с помощью Рамановской спектроскопии (спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света). Алмазная фаза даёт характерный пик ( $1332,5 \text{ см}^{-1}$ ). Этот метод позволяет различать фазы алмаза, графита, аморфного углерода и нанотрубки.



Алмаз обладает наивысшей твердостью среди всех известных веществ и любая его механическая обработка крайне затруднена. Поэтому после удаления кремниевой подложки, выращенные пластины ПА размером  $\varnothing$  57 мм, разрезались частотно-импульсным лазером на неодиме на образцы для проведения экспериментов. В нашей работе исследовались алмазные диски диаметром 20 и 25 мм. Процесс лазерной резки неизбежно сопровождался графитизацией пластин ПА по линии реза. Графит после резки удаляли окислением в кислороде при нагреве в электропечи «Стоматерм С-90» при температуре 590°C в течение 30 мин. В этом случае алмазная фаза не подвергается травлению.

Вырезанные образцы оптически обрабатывали в две стадии. Сначала шлифовали свободным абразивом на станке ЗПД-320, снижая среднюю шероховатость  $R_a$  с 25 мкм до 50 нм [395], затем полировали на чугунном диске, шаржированным алмазным порошком АС-4 зернистостью 28/14 мкм, достигая финишной шероховатости  $R_a < 10$  нм. На полированных образцах пластин проводили измерение теплопроводности  $k$  (Вт/мК) с использованием лазерного флэш-метода [266, 397]. Теплопроводность образцов, измеренная при комнатной температуре, составила  $k = 1970 \pm 160$  Вт/мК.

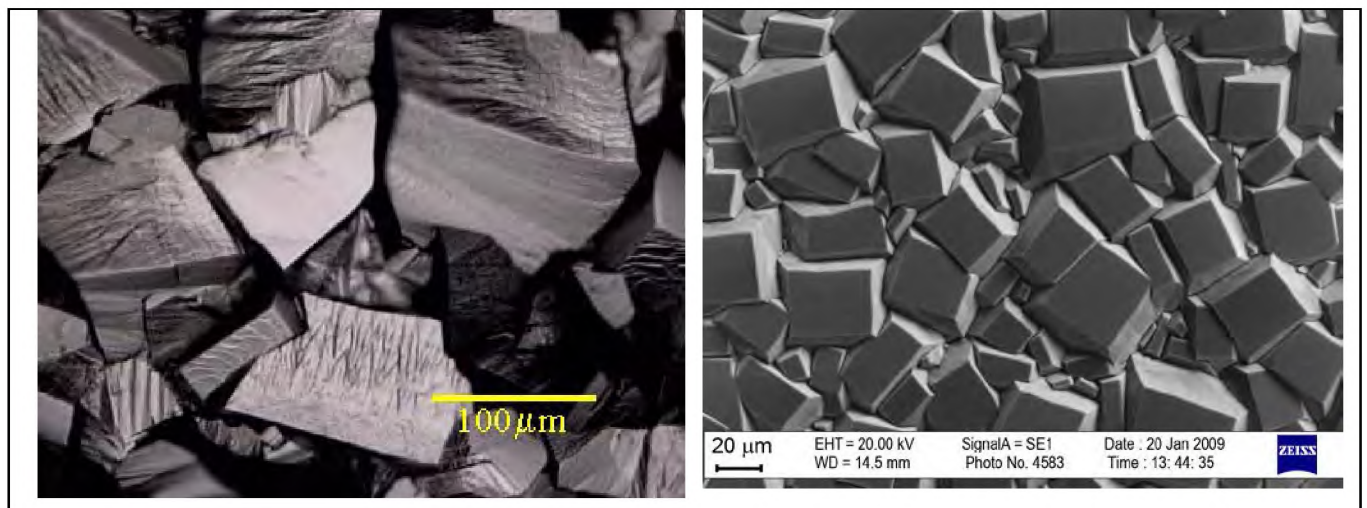


Рисунок 7.3 - Морфология поверхности двух пластин ПА с различной преимущественной ориентацией зерен:  $\langle 110 \rangle$  (слева), и  $\langle 100 \rangle$  (справа) [А 44]

## 7.2 Некоторые применения поликристаллических алмазов в электронике

Так как одной из задач, решаемых в данной главе, является создание предпосылок для развития производства силовой оптики из поликристаллических алмазов в России, то возникла необходимость экспериментально показать преимущества этого материала при использовании не только в лазерной оптике, но и в силовой электронике [А32, А48]. Очевидно, что создаваемое производство может быть экономически более эффективным при наличии значительного числа потребителей. Так как требования к качеству для многих применений ПА в электронике ниже, чем для использования в лазерной оптике, то сочетание заказов на ПА для оптики и электроники делают этот проект существенно более перспективным.

Совместно с сотрудниками ЦЕНИ ИОФ РАН и ОАО НПК НИИ ДАР был проведён наглядный демонстрационный эксперимент, иллюстрирующий преимущества алмаза в качестве материала теплоотводящих подложек для силовых элементов нового поколения компактных радиолокационных станций (РЛС) с антенными фазированными решетками.

Был проведен анализ свойств алмаза в сопоставлении с используемыми в настоящее время в силовой электронике материалами. В таблицах 7.1 и 7.2 сопоставлены основные физико-химические характеристики алмаза и материалов, широко применяемых в современной силовой электронике. Наглядно видно, что алмаз значительно превосходит эти материалы, как по совокупности параметров, так, зачастую, и по отдельным позициям.

В качестве объекта исследований были выбраны серийные СВЧ нагрузки 50 Ом (рисунок 7.4), собранные на медных основаниях двух конструктивов, на подложках из поликора ВК-100-1 с размерами ( $7 \times 8 \times 0,5$ ) мм, со специальным топологическим рисунком. Их рабочие параметры сопоставлялись с характеристиками полностью идентичных изделий, изготовленных на основе подложек из поликристаллических алмазов.

Для того, чтобы показать, что пластины ПА, являющиеся технологическим браком для применения в силовой оптике, могут быть с успехом использованы в

силовой электронике, нами был проведен эксперимент. Для него была выбрана пластина из так называемого «серого алмаза» толщиной  $\sim 500$  мкм. Пониженная теплопроводность данного образца обусловлена большой концентрацией примеси азота и других структурных дефектов, а также наличием аморфизованных областей. Теплопроводность использованных в этом эксперименте образцов, согласно проведённым измерениям лазерным флэш-методом [266, 397], составила  $\sim 10$  Вт/см $\times$ К, т.е. вдвое ниже, чем для безазотных монокристаллов алмаза и для высококачественных образцов оптических ПА, но, тем не менее, в 2,5 раза выше, чем у меди.

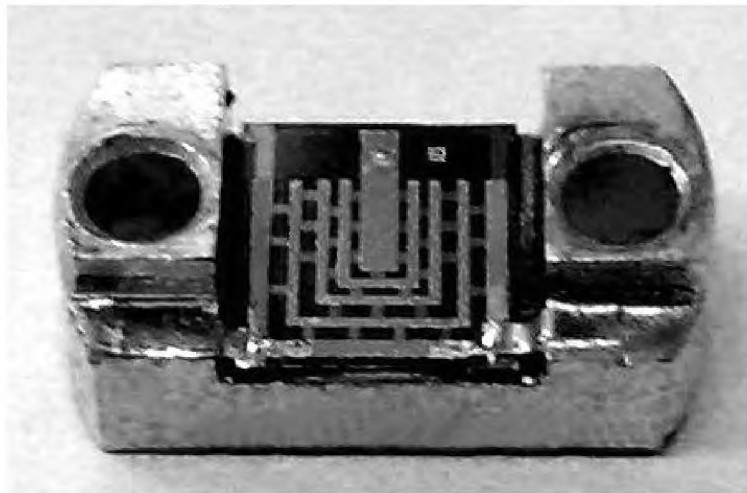


Рисунок 7.4 - Общий вид СВЧ нагрузки на подложке из ПА

Таблица 7.1 Свойства диэлектрических материалов, применяемых в миллиметровом диапазоне длин волн [271]

Материал	$\epsilon$	$\tan \delta$ ( $10^{-4}$ )	$k$ Вт/см $^{\circ}$ К	$\alpha$ $10^{-6}$ К $^{-1}$	$E$ ГПа
Кварц	3,8	3	0,014	0,5	73
BN	4,3	5	0,35	3	60
BeO	6,7	10	2,5	7,6	350
Сапфир	9,4	2	0,4	8,2	380
Si: Au	11,7	0,03	1,4	2,5	160
CVD-алмаз*	5,7	0,08	20	0,8	1050

\* - данные для монокристаллического алмаза

-  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость,

-  $\tan \delta$  - тангенс угла потерь,

-  $k$  - теплопроводность,

-  $\alpha$  - коэффициент температурного расширения,

-  $E$  - модуль Юнга.

Параметры приведены для температуры  $T = 293$  К и частоты  $f = 145$  ГГц

В ОАО НПК НИИ ДАР, по технологии изготовления гибридно-интегральных схем методом напыления в вакууме на подложку из ПА размером  $(7 \times 8 \times 0,5)$  мм наносились пленки резистивного слоя из материала РС - 5406Н с удельным поверхностным сопротивлением  $100 \text{ Ом} \times \text{см}$  и медные пленки толщиной 10 - 12 мкм из дозированных гранул бескислородной вакуум-плавленной меди. Топологический рисунок нагрузки 50 Ом был получен методом фотолитографии. Золотое защитное покрытие толщиной 3-4 мкм наносилось на проводниковые элементы и экранную сторону алмазной пластины гальваническим методом.

Таблица 7.2 Параметры алмаза и других полупроводников, используемых в электронике

Полупроводник	Подвижность, $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$	Теплопров., Вт/мК	Напряжение пробоя, В/см	Шир. запр. зоны, эВ	Межатом. расст., Å
Алмаз	Природный алмаз 2200, электроны 1600, дырки CVD-монокристаллы 4500, электроны 3800, дырки	2000-2400	$10^7$	5,45	3,57
Карбид кремния	700, электроны	490	$3 \times 10^6$	3,26	4,35
Нитрид галлия	2000, электроны	130	$3 \times 10^6$	3,0	a = 3,18 c = 5,16
Арсенид галлия	8500, электроны	46	$4 \times 10^5$	1,42	5,653
Кремний	1500, электроны 540, дырки	150	$3,7 \times 10^5$	1,12	5,4307
Германий	3900, электроны 1900, дырки	28	$2 \times 10^5$	0,66	5,660

Для контроля адгезии нанесённых покрытий напылялись контактные площадки размером  $(0,5 \times 0,5)$  мм. Адгезия плёночных элементов к подложке из ПА составила 4,0-3,3 кг/мм<sup>2</sup>. Затем платы из ПА с топологическим рисунком монтировались пайкой припоем ПОС-61 на посеребрённые медные основания толщиной 5,5 мм и 3,0 мм. Общий вид нагрузки представлен на рисунке 7.4. Габаритные размеры нагрузок составляли  $(16 \times 8 \times 8)$  мм при толщине основания 5,5 мм и  $(16 \times 8 \times 5,5)$  мм при толщине основания 3,0 мм.

Далее проводились:

- измерения теплового сопротивления нагрузки,  $R_t$  ( $^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ );
- измерения коэффициента стоячей волны по напряжению -  $K_{\text{ctv}}$  нагрузки в дециметровом диапазоне частот;
- оценка максимальной мощности рассеяния на нагрузке.

В соответствии с эксплуатационной документацией для СВЧ нагрузок на подложках из поликора величина допустимой мощности рассеяния  $P_{\text{рас. доп.}}$  составляет 50 Вт. Применение подложек из ПА, существенно, не менее чем в 6 раз, увеличило рассеиваемую мощность нагрузок, при этом  $K_{\text{ctv}}$  нагрузок при переходе с поликора на ПА практически не меняется. Нагрузки СВЧ, изготовленные на основе подложек из поликристаллических алмазов и при толщине основания корпуса 3 мм, имели значения теплового сопротивления  $R_t = 0,21 — 0,16$   $^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ , что позволило рассеивать на них максимальную мощность порядка 700-850 Вт.

Коэффициент стоячей волны по напряжению  $K_{\text{ctv}}$  на входе нагрузки в дециметровом диапазоне частот не превышал значения 1,3, что является хорошим согласованием для подобных устройств.

При соответствующей доработке конструкции основания корпуса нагрузки и топологического рисунка резистивного покрытия на использованных в работе подложках из поликристаллического алмаза возможно получение максимальной мощности рассеивания на нагрузке СВЧ, равной 1000 Вт. Соответственно, применение в СВЧ нагрузке ПА улучшенного оптического качества с теплопроводностью  $\sim 20$  Вт/см $\times$ К должно позволить рассеивать значительно большую мощность.

На основании изложенных выше результатов сделаны следующие выводы:

- подложки из поликристаллических алмазов также рекомендуется использовать для разработки усилителей СВЧ мощности для модулей фазированной антенной решетки, пассивных СВЧ элементов (делителей, сумматоров, направленных ответвителей, фильтров гармоник и т.п.) для выходных цепей передающих СВЧ устройств X - и С - диапазонов, которые позволят создать новый класс гибридно-интегральных схем с высоким уровнем выходной мощности и малыми размерами (по сравнению с существующими), способных отводить, как минимум, на порядок большие уровни тепловой мощности.

- пластины ПА, отбракованные для применения в силовой оптике, могут быть с успехом использованы в силовой электронике.

### 7.3 Стойкость алмазной оптики в луче мощного волоконного лазера

Как показано в главе 1, окно мощного лазера является одним из наиболее уязвимых узлов его конструкции и во многом определяет его выходные характеристики.

Основное требование к лазерному окну: волновой фронт лазерного луча не должен заметным образом искажаться при прохождении через оптический элемент. В щелевых  $\text{CO}_2$  – лазерах мощностью 3 – 8 кВт, которые в настоящее время активно используются для различных технологических применений, вывод излучения осуществляется через охлаждаемое окно из поликристаллического алмаза [398, А15]. В последнее время в научной литературе активно анализируется проблема ВУФ фотолитографии (длина волны 13,4 нм) [22]. В качестве одного из перспективных источников такого ВУФ излучения рассматривается горячая плазма, образующаяся при взаимодействии высокоинтенсивного излучения частотно-импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера с мишенью. Оценки и предварительные эксперименты показывают, что средняя мощность лазера должна быть не менее  $\sim 20$  кВт [22]. Подобные лазеры могут найти применение и для решения ряда других технологических задач.

В главе 1 показано, что традиционно применяемые для изготовления прозрачной оптики  $\text{CO}_2$  – лазеров, оптические материалы ZnSe и KCl при таких нагрузках часто выходят из строя, что может привести к катастрофическому разрушению выходного окна, способному повлечь за собой не только остановку весьма сложного технологического процесса, но и значительное повреждение электродной системы и других узлов лазера. Для оценки возможности использования окон из ПА в подобных лазерах были поставлены описанные ниже модельные эксперименты. Учитывая сложности проведения эксперимента на 20-киловаттном  $\text{CO}_2$  – лазере, сопряженные со значительными организационно-техническими трудностями, было проведено моделирование процесса работы лазерного окна с использованием серийно выпускаемого промышленностью непрерывного иттербиевого волоконного лазера ЛС – 10 фирмы ООО НТО «ИРЭ-Полус» с выходной мощностью до 10 кВт (длина волны – 1,07 мкм) (рисунок 7.5) [А13, А35].



Рисунок 7.5 - Внешний вид 10 - киловаттного непрерывного волоконного иттербиевого лазера

Это решение обусловлено двумя причинами:

1. Волоконные лазеры активно применяются в промышленности, имеют стабильную, регулируемую мощность, распределение в пятне, близкое к Гауссовскому, а также роботизированное рабочее место и поэтому весьма удобны при эксплуатации.

2. Для эксперимента мы выбрали пластины ПА, имеющие коэффициент поглощения на длине волны этого лазера существенно выше, чем величина  $\beta_{10,6}$ , поэтому наблюдавшиеся термооптические эффекты соответствовали результатам воздействия непрерывного  $\text{CO}_2$  – лазера мощностью несколько десятков кВт.

В то же время известно, что коэффициент поглощения ПА на длине волны 1,07 мкм ( $\beta = 0,003-0,03 \text{ см}^{-1}$ ) [399] может быть заметно ниже, чем для  $\lambda=10,6$  мкм. В монокристаллах эта величина ещё привлекательней –  $\beta_{1,06} = 0,0002-0,008 \text{ см}^{-1}$  [400-407]. Однако, изменяется и доля рассеянного излучения. Для 10,6 мкм это  $\sim 0,5\%$ , а для 1,06 мкм  $\sim 2,5\%$  [400]. Тем не менее, на наш взгляд, полученные результаты могут быть интересны и полезны для оценки перспектив применения алмазной оптики и для лазеров видимого и ближнего ИК - диапазонов, несмотря на то, что в этой области эффективно используются традиционные оптические материалы: стекла, сапфир и т.д. В этой связи, следует отметить, что помимо твердотельных лазеров ( $\lambda \sim 1,06$  мкм), кислородно-йодного лазера, излучающего на длине волны 1,3 мкм [21], в последнее время активно развиваются лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой, излучающие в области  $\sim 0,9$  мкм. В работе [408] сообщается о получении выходной

мощности 1 кВт и очевидно, что ведутся активные работы по наращиванию их мощности, так как их КПД намного выше, чем у твердотельных лазеров. В этих лазерах рабочая температура химически агрессивной активной среды  $\sim 150^\circ\text{C}$ , поэтому с увеличением их выходной мощности, также неизбежно возникает проблема выходного окна, которая может быть решена путём использования алмазных пластин.

Предварительно, перед проведением модельных экспериментов, мы измерили и оценили потери в исследованных пластинах ПА на поглощение и рассеяние на длине волны лазера - 1,07 мкм.

На длине волны 1,07 мкм показатель преломления алмаза -  $n = 2,391$  [409]. Тогда коэффициент отражения  $r$  от одной грани – 16,8 %. Коэффициент  $\alpha$ , который определяет потери на поглощение и рассеяние, рассчитанный с учётом многократных отражений [299], составил -  $1,15 \text{ см}^{-1}$ . Если учесть величину рассеяния – 2,5 % [400], то коэффициент поглощения  $\beta$  составил в нашем случае  $\sim 0,45 \text{ см}^{-1}$ .

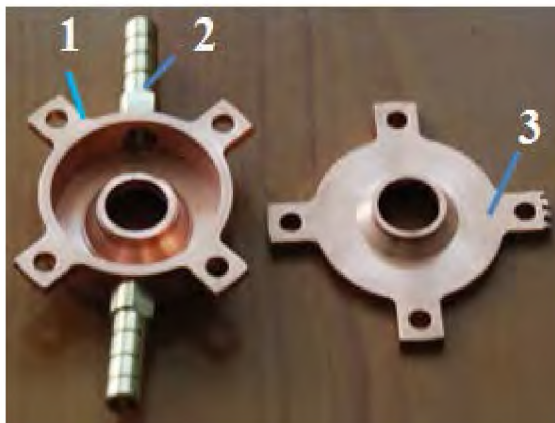


Рисунок 7.6 - Конструкция узла охлаждения алмазной пластины, 1 - корпус, 2 - крышка (материал медь М1), 3 - штуцер

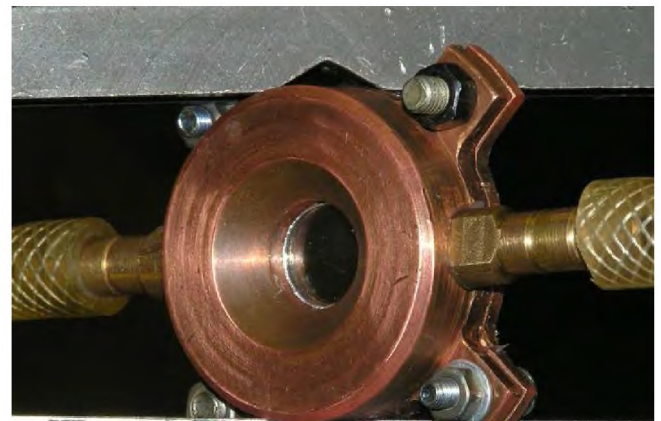


Рисунок 7.7 - Алмазная пластина в герметичной медной оправе, в сборе

При максимально возможном поглощении  $\sim 5\%$  и при мощности излучения 10 кВт в виде тепла в исследуемой пластине ПА может выделяться 125 кал/с, то есть при потоке воды 7,5 литров/минуту разность температур на входе и выходе водоохлаждаемой оправы с облучаемой пластиной ПА должна составить  $\Delta T \sim 1^\circ\text{C}$ .

Для проведения эксперимента была разработана и изготовлена специальная конструкция узла охлаждения (рисунок 7.6) из бескислородной меди, состоящая из корпуса 1, крышки 2 и штуцера 3. Алмазная пластина в сборе с герметичной медной



оправой показана на рисунке 7.7. Она является одновременно и каркасом конструкции и элементом теплосъема с поверхности алмазной пластины. Для её фиксации и герметизации, обе части стягивались болтами через герметизирующие прокладки. В качестве прокладок в первой серии экспериментов использовался силиконовый герметик, а, в остальных - проволока из индия. Охлаждающая жидкость (вода) подавалась по штуцерам и шлангам, подведенным к корпусу оправы. Конструкция оправы предусматривала также охлаждение проточной водой не только медного корпуса оправы, но и непосредственно периметра самой алмазной пластины. Таким образом, при больших скоростях прокачки воды, обеспечивалась возможность отвода тепла от алмазной пластины со значительной скоростью. Использованная методика охлаждения диска ПА проточной водой в медной оправе схематично показана на рисунке 7.8.

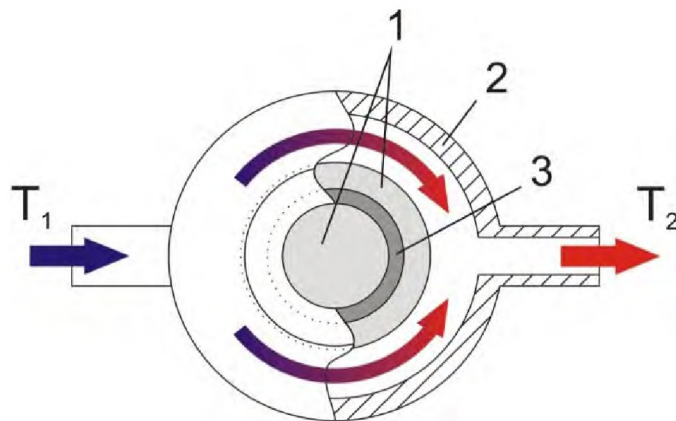


Рисунок 7.8 - Схема охлаждения диска ПА в оправе, выполненной из бескислородной меди марки МОБ. Диск 1 из ПА закреплен в водоохлаждаемой оправе 2. Герметичность обеспечена прокладками из индия 3.

$T_1$  и  $T_2$  – температура теплоносителя на входе и выходе оправы

У алмаза весьма низкий коэффициент теплового расширения (КТР) ( $\alpha = 0,8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  при  $T = 273 \text{ K}$ ), что гораздо ниже, чем у материалов, пригодных для изготовления оправы. Медь имеет КТР  $\alpha = 17 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  при комнатной температуре [298]. В случае жёсткого закрепления алмазной пластины в охлаждаемой оправе по периметру, с целью вакуумирования, как на стадии установки, так и при разогреве пластины лазерным излучением, несогласование величин КТР может приводить к возникновению значительных напряжений. Поэтому мы сознательно отказались от жёсткого закрепления пластины в оправе, несмотря на то, что при этом достигается значительно

лучший тепловой контакт, а, следовательно, и теплоотвод, и разработали конструкцию оправы, минимизирующую термодформации пластины ПА.

Помимо окна из ПА в эксперименте исследовалось специально разработанное и изготовленное А.Д. Дроботом и В.В. Морщаковым интерференционное зеркало на алмазной подложке, которое может быть использовано в мощном твердотельном лазере. Коэффициент отражения зеркала на длине волны 1,06 мкм  $\sim 99,5\%$ .

Покрытие зеркала состояло из 25 чередующихся слоев двуокиси циркония ( $ZrO_2$ ) и двуокиси кремния ( $SiO_2$ ) толщиной  $\lambda/4$  ( $\lambda = 1,06$  мкм). Спектр пропускания алмазной подложки до нанесения покрытия, измеренный на спектрофотометре CARY 500 фирмы VARIAN, показан на рисунке 7.9.

Теоретический расчет 25- слойного покрытия проводился по используемой на предприятии программе. Расчетная зависимость коэффициента отражения такого покрытия от длины волны приведена на рисунке 7.10.

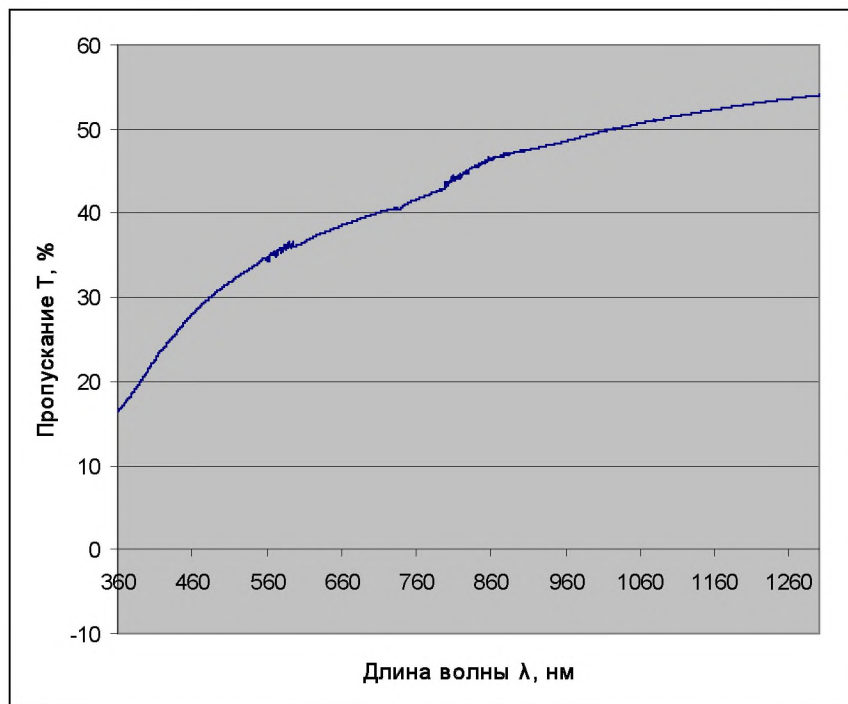


Рисунок 7.9 - Спектр пропускания пластины ПА перед нанесением покрытия

Перед нанесением покрытия подложка проходила специальную химическую очистку по технологии, изложенной в работах [A20, A46, A47]. Предварительно очищенная подложка и свидетель загрузались на турель вакуумной установки ВАК 760 фирмы BALZERS с кварцевым контролем толщины наносимых слоев. Камера

откачивалась до вакуума  $5 \times 10^{-5}$  Торр и нагревалась до температуры  $200^\circ\text{C}$  в течение 1.5 часов. Установка ВАК 760 оборудована двумя электронно-лучевыми испарителями, в тигли которых и помещались таблетка  $\text{ZrO}_2$  и кварцевая шайба диаметром 70 мм и высотой 20 мм. Спектр пропускания алмазного зеркала с полученным отражающим покрытием показан на рисунке 7.11.

Схема эксперимента приведена на рисунке 7.12, а внешний вид экспериментальной установки показан на рисунке 7.13. Лазерное излучение фокусировалось штатным объективом с фокусным расстоянием  $f=200$  мм на пластину из ПА. В первой серии экспериментов излучение фокусировалось в пятно диаметром  $\sim 0,33$  мм. Во второй серии диаметр пятна составлял 0,4 мм. В третьей серии – 4 мм. Диск закрепляли в водоохлаждаемую медную оправу для отвода поглощенного тепла с торцов. Для обеспечения качественного теплосъема площадь омываемой поверхности составляла  $4,325 \text{ см}^2$ .

Ряд экспериментов проводился при диаметре облучаемого пятна 8 мм.

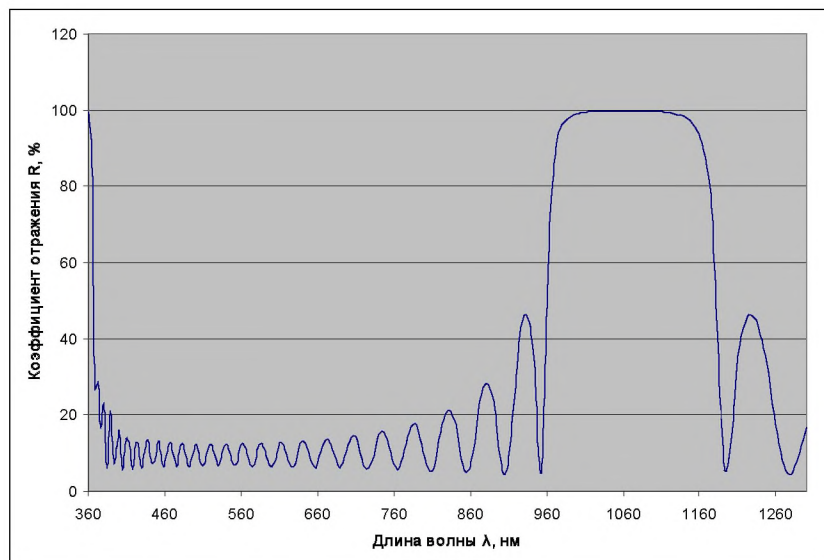


Рисунок 7.10 - Расчетная зависимость коэффициента отражения зеркала от длины ВОЛНЫ

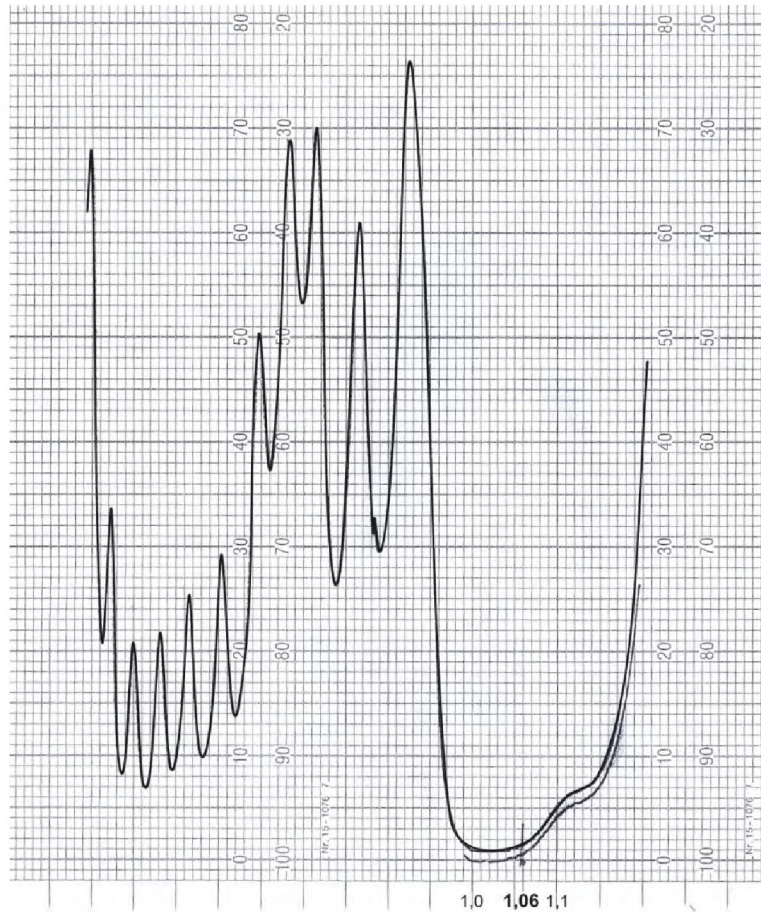


Рисунок 7.11 - Спектр пропускания интерференционного алмазного зеркала для диапазона 1,06 мкм

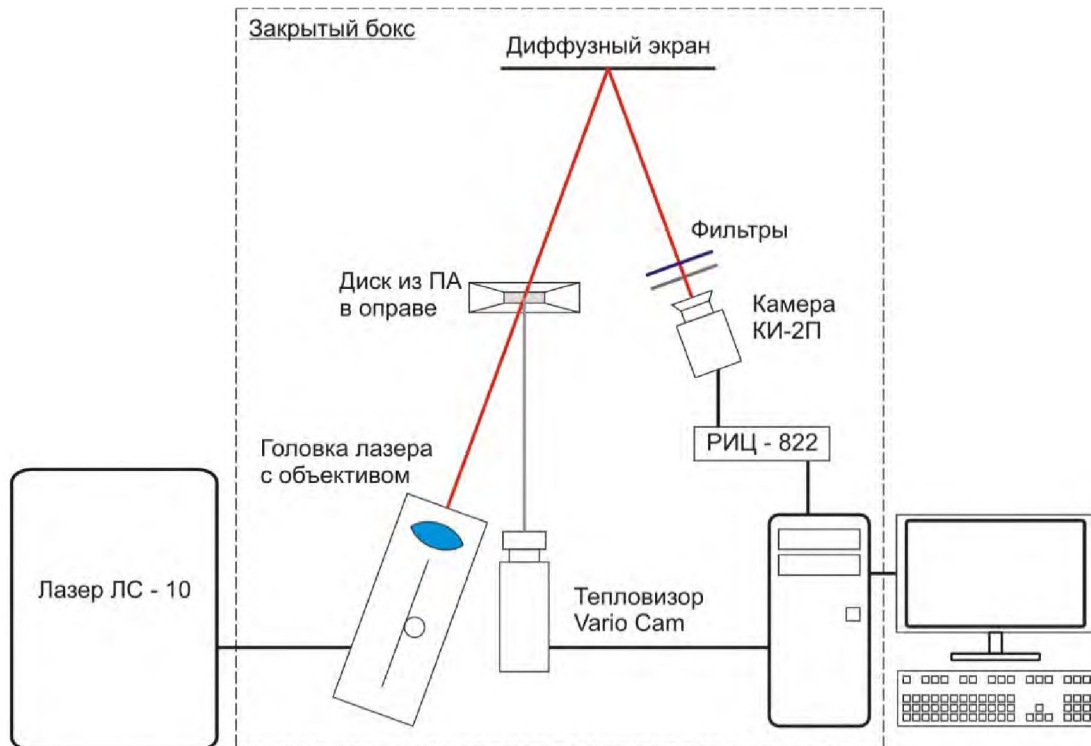


Рисунок 7.12 - Схема проведения эксперимента



Рисунок 7.13 - Внешний вид схемы эксперимента

### 7.3.1 Оценка качества лазерного луча по распределению излучения

Оценку качества лазерного луча выполняли по методике, разработанной в ООО «Ламет» [410]. Для этого регистрировалось распределение излучения, прошедшего через пластину (или отражённого от зеркала). Суть этого метода заключается в том, что расходящийся после прохождения через фокальную зону лазерный луч, прошедший через пластину (или отражённый от зеркала), направлялся на специально изготовленный экран из дюралюминия с диффузно отражающей поверхностью. Диаметр луча на экране составлял  $\sim 30$  мм. Пятно на экране регистрировалось разработанной в ООО «Ламет» цифровой видеокамерой с ПЗС матрицей, данные с которой фиксировались высокоскоростным цифровым регистратором РИЦ-822, также созданным в ООО «Ламет». Полученная информация обрабатывалась компьютером и использовалась для построения 3D-распределения интенсивности прошедшего (отражённого) излучения. Во второй – четвёртой сериях экспериментов температура пластины ПА и оправы контролировалась тепловизионным прибором Vario Cam (рисунок 7.14).



Рисунок 7.14 - Тепловизор Vario Cam

## 7.3.2 Оценка нагрева теплоносителя

Температура теплоносителя (воды) измерялась по данным двух датчиков протока установленным на входе и выходе из оправы с нагреваемой лазером алмазной пластиной. Зная разность температур, расход воды через оправу и теплоемкость воды, по формуле (7.1) рассчитывалось количество тепла, выделившееся в ПА при нагреве

$$P = q \times C \times \Delta T, \quad (7.1)$$

где  $q$  – расход воды (кг/с),  $C$  – удельная теплоемкость воды (4,183 кДж/кг× К),  $\Delta T$  – разность температур.

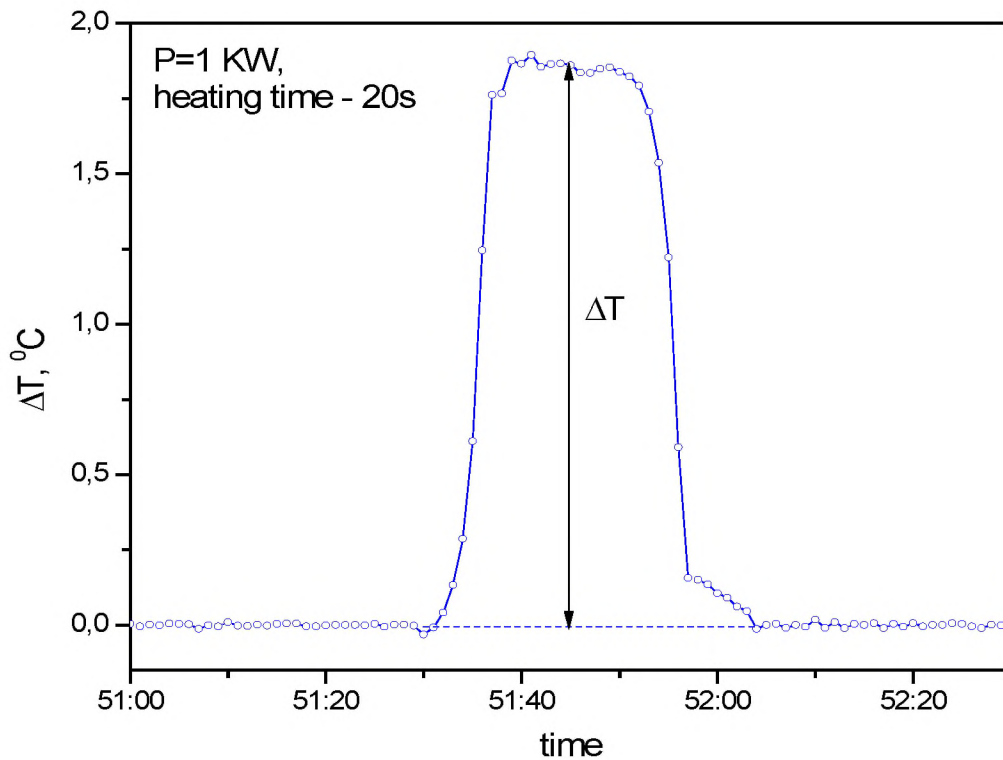


Рисунок 7.15 - Зависимость динамики нагрева теплоносителя, мощность лазера – 1 кВт, время нагрева – 20 с

Тогда коэффициент поглощения  $\beta$  для алмазной пластины оценивался по формуле (7.2)

$$\beta = -\frac{1}{D} \times \ln \left[ \frac{A - 1 + R}{AR - 1 - R} \right] \quad (7.2)$$

где  $A$  - соотношение мощностей поглощенного и прошедшего излучения.

### 7.3.3 Экспериментальное изучение стойкости охлаждаемой оптики из ПА

Эксперименты проводились, как правило, при временах экспозиции (до 10 с, а в некоторых случаях, и более), то есть условия теплообмена в водоохлаждаемой пластине ПА были близки к стационарным. Это наглядно видно на рисунке 7.15, на котором показана динамика нагрева теплоносителя.

Методика эксперимента отработывалась на неохлаждаемой пластине из стекла К-8. Её внешний вид после оптического пробоя в результате воздействия излучением 7 кВт ( $\tau = 1$  с) показан на рисунке 7.15.

Лучевую нагрузку на образце варьировали путём изменения времени экспозиции и выходной мощности лазера, последовательно увеличивая нагрузку. Примеры распределения интенсивности прошедшего излучения без образца, а также для алмазного и стеклянного диска, при мощности 5 кВт приведены на рисунке 7.17. Условия и результаты проведённых экспериментов приведены в таблицах 7.3 и 7.4.



Рисунок 7.16 - Полированная пластина К-8, Ø30 мм после воздействия излучением 7 кВт, Ø пятна 0,33 мм, 1 сек

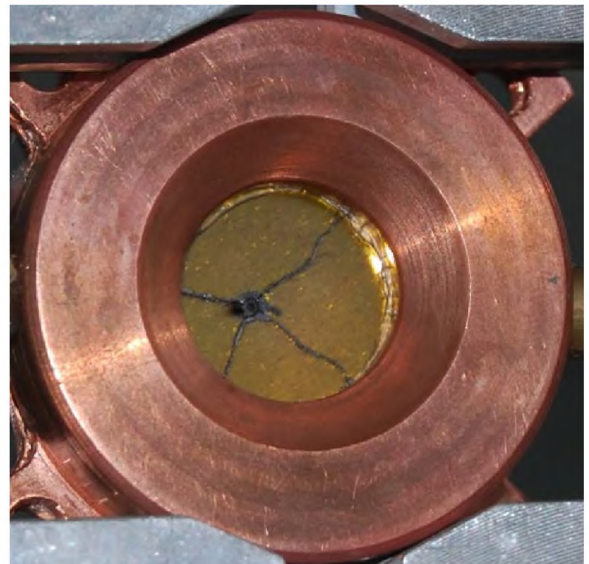


Рисунок 7.17 - Зеркало на пластине ПА (Ø25 мм;  $\lambda=1,06$  мкм;  $R\sim 99,5\%$ ), разрушенное излучением 7 кВт. Плотность мощности -  $8,2$  МВт/см<sup>2</sup>



Водоохлаждаемый алмазный диск (окно №1) выдержал лучевую нагрузку 10 кВт в течение  $\tau=1\text{с}$  (при плотности мощности  $11,7\text{ МВт/см}^2$ ). Заметных изменений в качестве прошедшего излучения не зафиксировано (рисунок 7.18 в), тогда как пластина из стекла К8 уже при мощности 5 кВт вносила заметное искажение в профиль прошедшего луча (рисунок 7.18 б). Отметим, что при исследовании окон из ПА для  $\text{CO}_2$  - лазера в работе [398] они выдерживали излучение с плотностью мощности  $1,7 - 10,5\text{ МВт/см}^2$ .

Диэлектрическое 25-слойное интерференционное неохлаждаемое зеркало на подложке из ПА (рисунок 7.17) разрушилось через 1 с при воздействии излучения мощностью 7,0 кВт (плотность мощности -  $8,2\text{ МВт/см}^2$ ). Заметных изменений в качестве отражённого излучения до достижения этого порога не зафиксировано.

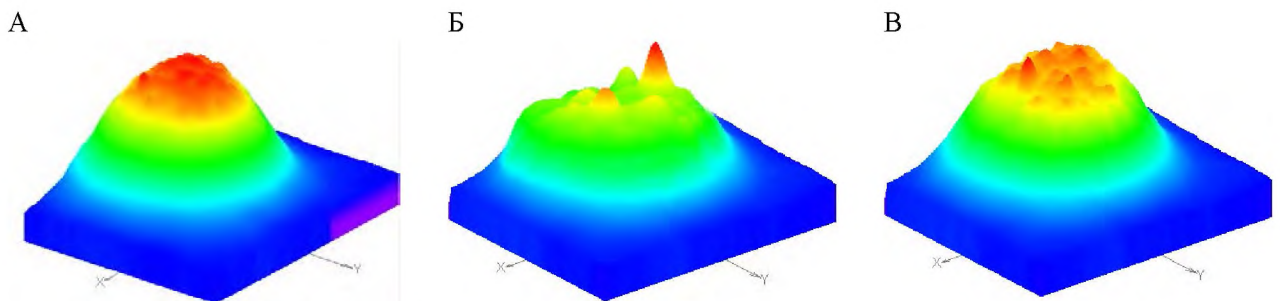


Рисунок 7.18 - Распределение интенсивности лазерного излучения (5 кВт, 5с):  
А - без образца; Б - прошедшего через стекло К-8, В - через алмаз

Таблица 7.3 Результаты эксперимента по воздействию лазерного излучения (диаметр пятна 0,33 мм)

№ пуска	Образец	Мощность лазера Р, кВт	Длительность экспозиции, $\tau$ , с	Плотность мощности, $\text{кВт/см}^2$	Наличие охлаждения
1	Полир. пластина К-8, $\varnothing 30$ мм	1	1	1200	нет
3	"-	1	5	1200	нет
6	"-	3	5	3500	нет
9	"-	5	5	5850	нет
10	"-	10	5	11700	нет
11	Зеркало, ПА	1	3	1200	нет
12	"-	1	5	1200	нет
15	"-	3	5	3500	нет
18	"-	5	5	5850	нет
19	"-	7	1	8200	нет
20	Диск из ПА	3	1	3500	есть
22	"-	3	10	3500	есть
25	"-	5	10	5850	есть
28	"-	7	3	8200	есть
29	"-	10	1	11700	есть

Были проведены ещё 3 серии экспериментальных пусков, отличавшихся диаметром лазерного луча на алмазном окне. В первом случае он составлял 0,4 мм и во втором, соответственно 4 мм. Мощность лазерного луча на исследуемом образце в каждом пуске обеих серий последовательно повышалась от 1 до 9 кВт. В третьей серии диаметр пятна составлял 8 мм. Результаты этого эксперимента приведены в разделе 7.4.

Таблица 7.4 Результаты эксперимента с охлаждаемым диском ПА при диаметрах пятна 0,4 и 4 мм

№	P, кВт	$\tau$ , сек	Ø 4 мм				Ø 0,4 мм			
			$\Delta T$ , °C	P, Вт	$\beta$ , см <sup>-1</sup>	T <sub>max</sub> , °C	$\Delta T$ , °C	P, Вт	$\beta$ , см <sup>-1</sup>	T <sub>max</sub> , °C
1	0,9	10	1,78	149	1,567	-	2,2	184	2,0	-
2	2,7	10	5,1	421	1,464	62,4	5,1	427	1,488	69,7
3	4,5	10	7,4	619	1,272	111,2	6,56	549	1,114	127,4
4	6,3	10	10,2	853	1,25	161,5	11,3	945	1,401	187,3
5	7,2	10	10,2	853	1,079	188,8	10,6	887	1,126	225,4
6	8,1	5	2,3	192	1,18	214,5	-	-	-	279,1
7	9	1	0,25	21?	-	237,4	-	-	-	-

В таблице 7.4 приведены измеренные значения мощности лазерного луча на поверхности алмаза, длительность экспозиции, значение разницы температур воды на входе в оправу и на выходе из неё, а также рассчитанные по формулам (7.1) и (7.2) значения мощности выделившегося в ПА тепла, коэффициента поглощения и максимальной температуры в центре алмазной пластины.

### 7.3.4 Изучение степени однородности температурного поля в водоохлаждаемом окне из ПА

Распределения полей температур в водоохлаждаемом окне при различных уровнях воздействующего излучения, полученные с помощью тепловизионного прибора Vario Cam, представлены в серии рисунков 7.19. Размер пикселя 1,2 x 1,2 мм. Значения температур, приведённые на рисунках, получены путём калибровки на основе справочных данных об излучающей способности использованных материалов [411]. Программное обеспечение прибора в этом случае позволяло рассчитывать и выводить на экран среднее значение температуры ( $T$ ) по пикселю. Значения коэффициента поглощения  $\beta$ , приведённые в таблице 7.4, вычислялись по формуле (7.2).

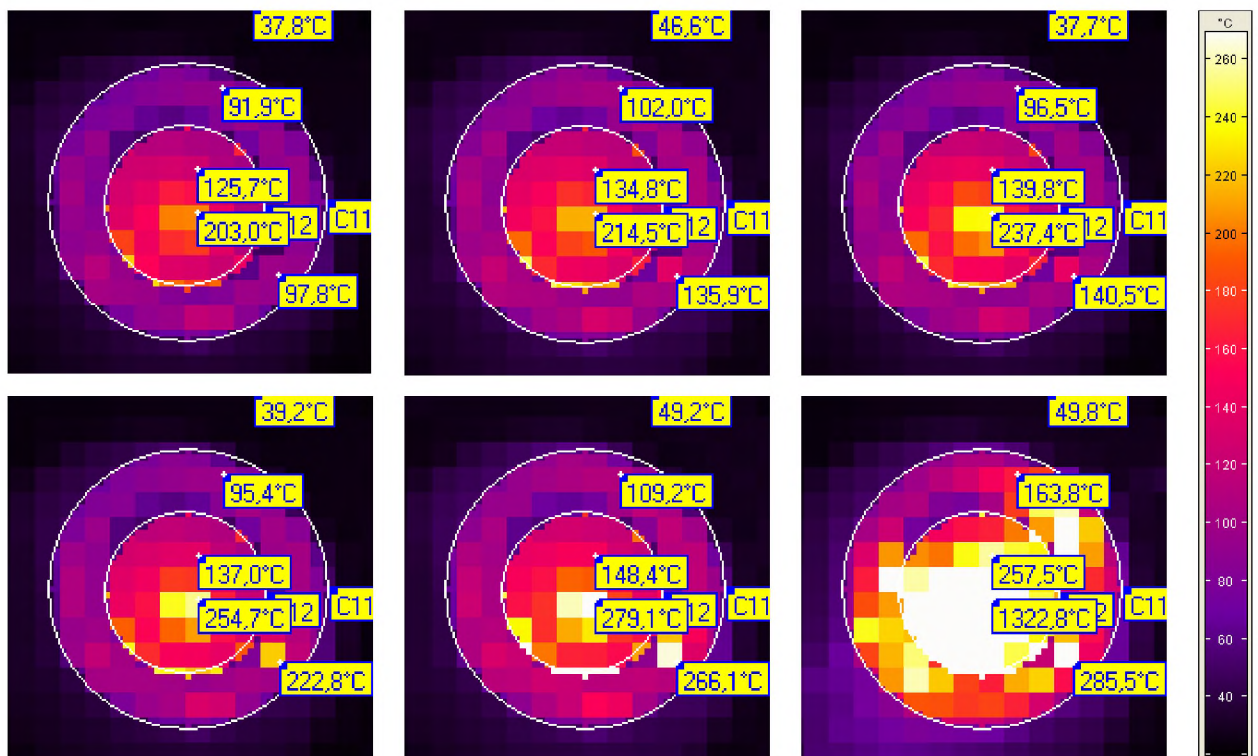


Рисунок 7.19 - Распределение поля температур в диске ПА.

Размер пикселя  $1,2 \times 1,2$  мм. Указана средняя температура ( $T$ ) по пикселю

- облученная зона  $\varnothing$  4 мм: а) 8,1 кВт, 1с; б) 8,1 кВт, 5с; в) 9 кВт, 1с
- облученная зона  $\varnothing$  0,4 мм: г) 8,1 кВт, 1с; д) 8,1 кВт, 5с; е) 9 кВт, 1с

На рисунке 7.20 показано влияние мощности лазерного излучения на максимальную температуру разогрева алмазного окна, как в центре -  $T_{\max}$ , так и на расстоянии 3 мм от него -  $T_1$ , при зонах воздействия 0,4 и 4 мм.

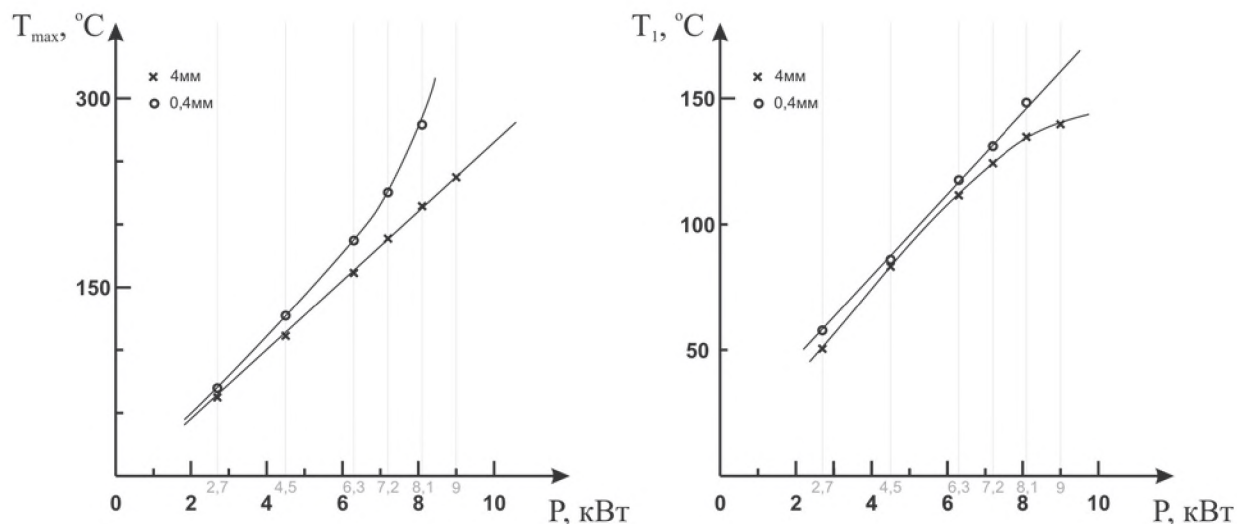


Рисунок 7.20 - Зависимость максимальной температуры разогрева алмазного окна  $T$  от мощности излучения  $P$  в пятне с диаметрами 4 мм и 0,4 мм.

$T_{\max}$  - разогрев в центре.  $T_1$  – Разогрев в 3 мм от центра

Эффективность отвода тепла, поглощенного в диске ПА, зависит от теплопроводности алмаза (для данного образца  $k = 1960 \pm 160$  Вт/мК), градиента температуры в пластине, а также диаметра облученной зоны. Видно, что за счет экстремально высокой теплопроводности поликристаллического алмаза, становится возможным уменьшать диаметр излучения, увеличивая плотность мощности. С ростом плотности мощности возрастает градиент температуры от центра к краю. Однако, при малых пятнах зона воздействия не успевает охладиться и её температура нелинейно нарастает с увеличением интенсивности излучения, что хорошо видно на графиках (рисунок 7.20). В то же время при пятне 4 мм зависимость температуры нагрева от мощности лазера в центре облучённой зоны в исследованном диапазоне носит линейный характер.

Горячая точка, наблюдаемая на оправе в пределах второго кольца (рисунок 7.19), может быть объяснена бликом, вызванном переотражением излучения в защитном окне объектива лазера.

При проведении эксперимента с пластиной №2 при диаметре облучаемой зоны 0,4 мм и мощности излучения 9 кВт произошел оптический пробой и разрушение образца

из поликристаллического алмаза (рисунок 7.21). Плотность мощности в этом случае составляла  $\sim 7,2 \text{ МВт/см}^2$ .

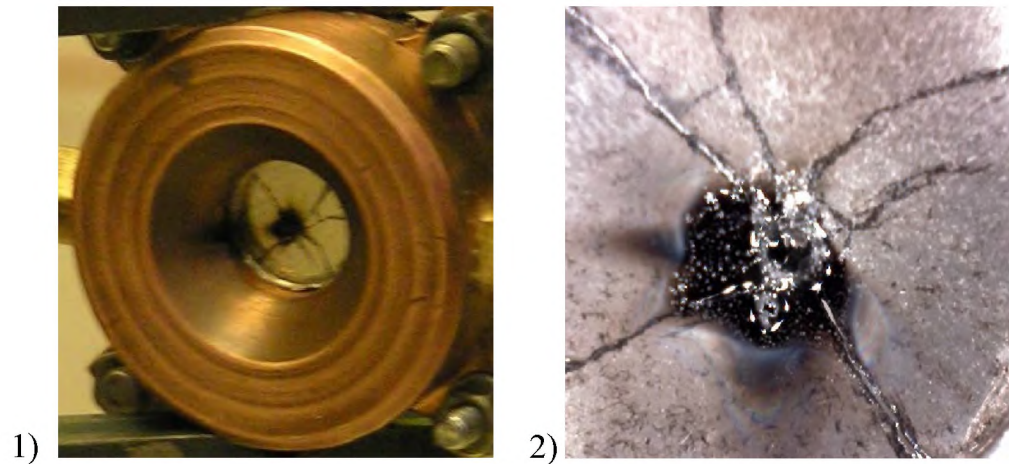


Рисунок 7.21 - Оптический пробой диска ПА в охлаждаемой оправе  
1 – фотография диска после воздействия; 2 - микрофотография очага пробоя

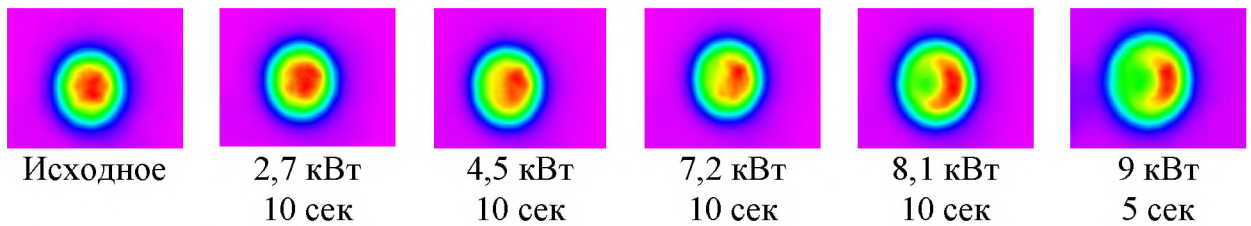


Рисунок 7.22 - Распределение интенсивности лазерного излучения при диаметре пятна 0,4 мм

При регистрации качества прошедшего через ПА луча, заметных изменений в распределении интенсивности лазерного излучения до и после прохождения через водоохлаждаемую пластину обнаружено не было. Поэтому была проведена серия экспериментов с пониженным расходом воды - 2л/мин. На рисунке 7.22 качественно показано ухудшение параметров лазерного излучения при неоднородном охлаждении окна с пониженным расходом воды. Диаметр излучения на пластине составлял 0,4 мм.

#### 7.4 Модель нагрева алмазного окна мощным лазерным излучением

Для моделирования процесса нагрева алмазного окна при мощности лазерного луча порядка несколько десятков киловатт поглощение одного из алмазных дисков (диаметр 20 мм и толщина 1,27 мм) повышалось до величины  $\sim 45\%$  путём напыления слоя титана толщиной 500 нм ( $T_{пл.} - 1946^{\circ}\text{C}$ ). Высокая теплопроводность алмаза позволяет тепловую энергию, поглощённую титановой плёнкой, напрямую сравнивать с той, что поглощается пластиной при прохождении луча лазера или в поверхностном слое интерференционного зеркала при отражении излучения.

Схема монтажа пластины и датчика температуры в водоохлаждаемой медной оправе (рисунки 7.6 и 7.7) показана на рисунке 7.23. Расход воды через оправу контролировался по показаниям счетчика СВК-15-1,5, диаметр условного прохода был равен 15 мм.

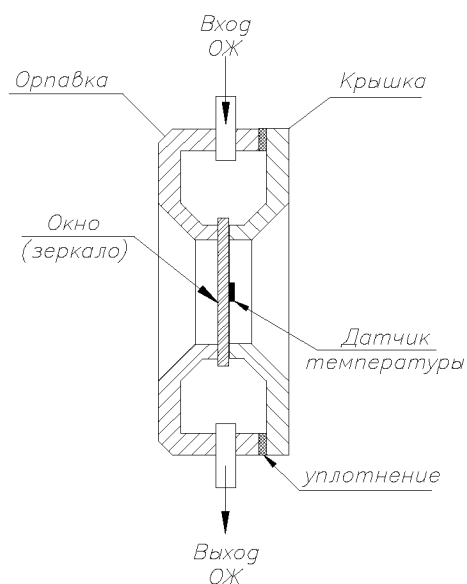


Рисунок 7.23 - Схема монтажа диска с покрытием из Ti и датчика температуры в медной оправе

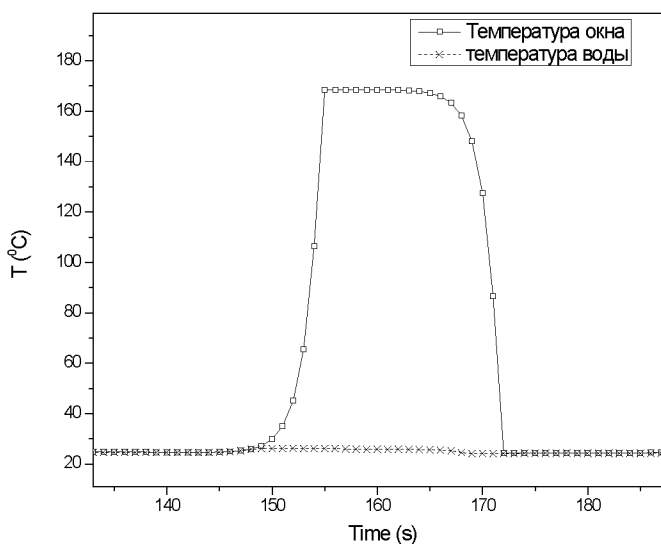


Рисунок 7.24 - Кинетика температуры диска и охлаждающей жидкости при включении и выключении лазерного излучения. Тепловая нагрузка 450 Вт

В качестве герметизирующей прокладки между алмазной пластиной и оправой в этом эксперименте использовался силиконовый герметик. Временная зависимость температуры алмаза измерялась компактным ( $2,3 \times 1,7 \text{ мм}^2$ ) платиновым термосопротивлением ТСП-100, наклеиваемым теплопроводным клеем в средней части тыльной стороны диска. Регистрация и сохранение измеренных значений температуры осуществлялось микропроцессорным измерителем - регулятором ОВЕН ТРМ210 с помощью интерфейса RS-485 через персональный компьютер.

Алмазный диск облучался непрерывным излучением мощностью 1 кВт при диаметре луча на образце 8 мм в течение 10 секунд с целью установления стационарного режима теплообмена. Тепловая нагрузка в этом случае составляла  $\sim 450$  Вт, удельная поверхностная нагрузка  $9 \text{ Вт/мм}^2$ , что было эквивалентно условиям прохождения лазерного луча мощностью  $P \sim 35 \text{ кВт}$  через алмазный диск без покрытия при коэффициенте поглощения  $\beta \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Запорным краном проточной воды устанавливали напор воды, протекающей через оправу с алмазным диском, расход которой фиксировали по счетчику. В этом эксперименте расход воды, проходящей через оправу, составлял до 4 л/мин. Температура воды на входе в оправу -  $26^\circ\text{C}$ . Максимальная измеренная температура диска составила  $170^\circ\text{C}$  при нагреве воды всего на  $1,7^\circ\text{C}$ . То есть вода отводила практически всё тепло, доставляемое к периферии диска за счет высокой теплопроводности алмаза. Характерное время разогрева и охлаждения алмазного диска, то есть выхода на стационарный режим, составляло 5-7 с. Кинетика изменений температуры диска и охлаждающей жидкости при включении и выключении лазерного излучения показана на рисунке 7.24.

Коэффициент теплоотдачи теплоносителя  $\alpha$  был оценен по линейной зависимости нагрева диска  $\Delta T$  от поглощенной мощности  $P_{\text{погл.}}$  (при малых  $P_{\text{погл.}} < 12 \text{ Вт}$ ) при варьировании расхода воды (рисунок 7.25). Подгонкой определена величина коэффициента  $\alpha$ , которая возрастала с 4,5 до  $13 \text{ кВт/м}^2 \times \text{К}$  при увеличении расхода воды с 0,9 до 2,8 л/мин.

Для данной конструкции оправы было дополнительно проведено моделирование нагрева окна в зависимости от теплопроводности прокладки между окном и оправой; толщина такой «прокладки» задавалась равной 0,1 мм. На рисунке 7.26 показаны максимальные значения температуры диска в зависимости от коэффициента теплоотдачи к теплоносителю (т.е. от скорости прокачки охлаждающей жидкости через оправу) и теплопроводности прокладки.

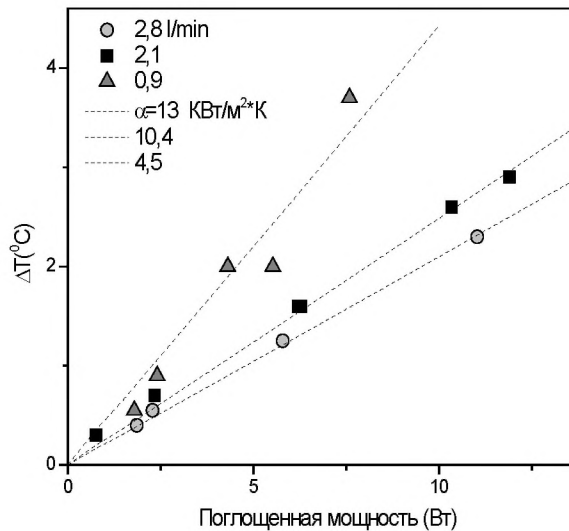


Рисунок 7.25 - Измеренный разогрев  $\Delta T$  в центре диска ПА с покрытием Ti в зависимости от поглощенной мощности при различном расходе воды (л/мин). Пунктирные линии – расчет для определения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$

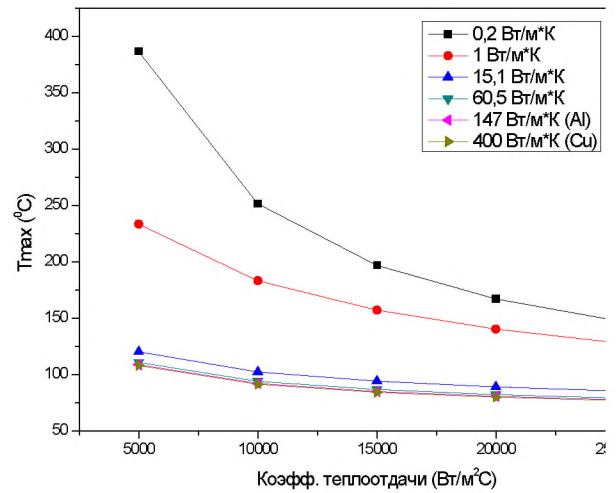


Рисунок 7.26 - Расчет максимальной температуры алмазного окна при тепловой нагрузке 450 Вт и диаметре пятна 10 мм в зависимости от коэффициента теплоотдачи и теплопроводности прокладки (толщина 0,1 мм) между окном и оправкой

При моделировании стационарного нагрева реальной конструкции лазерного окна методом конечных элементов в программной среде ANSYS [412] фиксировали поглощаемую мощность  $P_{\text{погл.}} = 450$  Вт, и варьировали величину  $\alpha$  в диапазоне 5-25 кВт/м<sup>2</sup>×К, то есть скорость прокачки теплоносителя через оправу (рисунок 7.26). При решении пренебрегали теплообменом с окружающей средой (воздухом), т.е. учитывали только нагрев окна и охлаждение окна в оправе теплоносителем. Задаваемая площадь контакта алмаз-оправа и алмаз-вода соответствовала исследуемой конструкции. При расчёте теплопроводность ( $k_i$ ) прокладки толщиной 0,1 мм между окном и оправой варьировалась от 0,2 Вт/м×К (герметик) до 400 Вт/м×К (медь), т.е. термическое сопротивление между оправой и окном менялось от  $2,5 \times 10^{-7}$  до  $5 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>×К/Вт. Из зависимостей, приведённых на рисунке 7.26 следует, что разогрев в центре окна  $T_{\text{max}}$  становится ниже 100°C с увеличением теплоотдачи ( $\alpha > 15$  кВт/м<sup>2</sup>×К), если теплопроводность прокладки достаточно высока,  $k_i \geq 15$  Вт/м×К. Так как в первой серии эксперимента герметизация производилась силиконовым герметиком, то практически всё тепло отводилось через торец диска. Таким образом, было установлено, что алмазное окно даже при торцевом теплосъеме проточной водой способно эффективно



диссипировать поглощенную мощность лазерного излучения порядка  $P_{\text{полг.}} \sim 0,5$  кВт, сохраняя вполне приемлемую температуру.

Расчёт показал, что именно низкая теплопроводность герметика не даёт поглощённой теплоте «растекаться» по всей оправе (рисунок 7.27а), и теплосъём происходит в основном только путём омывания водой края алмазного диска, максимальная температура которого примерно равна полученной в эксперименте (при коэффициенте теплоотдачи  $\sim 20$  кВт/м<sup>2</sup>×К). Из расчёта, приведённого на рисунке 7.27, можно сделать вывод, что для интенсификации теплообмена необходимо герметизировать окно в оправе материалом с теплопроводностью более 15 Вт/м×К. Такая теплопроводность может быть обеспечена пайкой, к примеру медными или серебряными припоями или использованием в качестве прокладки пластичных металлов, например, таких как, индий или медь.

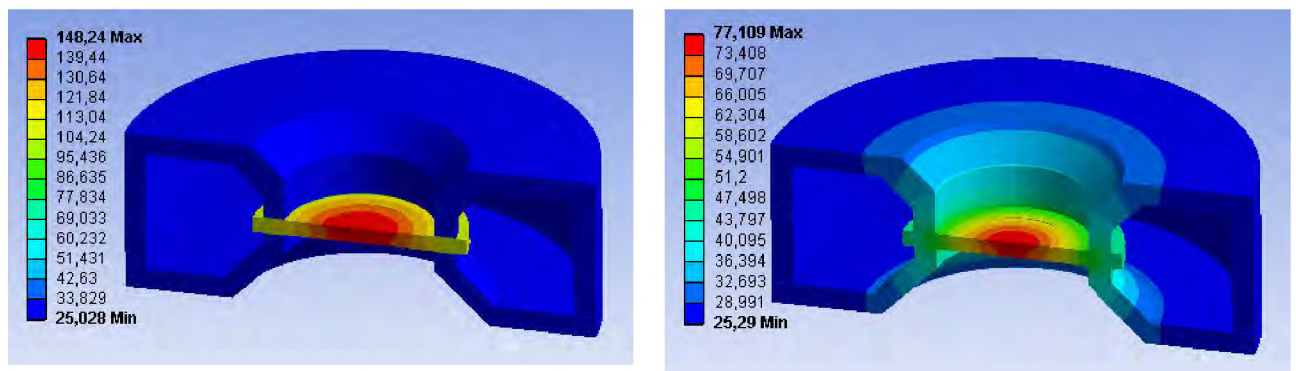


Рисунок 7.27 - Рассчитанные значения температурных полей в диске ПА, помещённом в водоохлаждаемую оправу, при тепловой нагрузке 450 Вт; слева: термическое сопротивление между алмазной пластиной и корпусом оправы  $r = 10^{-4}$  м<sup>2</sup>×К/Вт (прокладка 0,1 мм с теплопроводностью 1 Вт/м×К), справа  $r = 10^{-7}$  м<sup>2</sup>×К/Вт (медная прокладка толщиной 0,1 мм) Коэффициент теплоотдачи для воды  $\alpha = 25$  кВт/м<sup>2</sup>×К

При конвективном переносе тепла основное термическое сопротивление возникает на границе раздела жидкость – поверхность, так как охлаждающая жидкость (в нашем случае вода) имеет теплопроводность ( $\lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 0,6$  Вт/м×К при 20<sup>0</sup>С) на 2-3 порядка меньше, чем охлаждаемые ею стенки оправы и алмазного диска. Кроме того, даже при интенсивном потоке охлаждающей жидкости у стенки остаётся пограничный слой, в котором теплопередача осуществляется только теплопроводностью.

Так как разность температур «центр-край» намного меньше, чем максимальный нагрев в центре диска, мощность лазерного излучения можно повышать без существенного риска образования тепловой линзы.

По данным, полученным при моделировании, образование тепловой линзы с фокусным расстоянием больше 1,67 км (по критерию, рассчитанному по уравнениям 1.2 – 1.6), происходит при максимальной разности температур между центром и краем диска  $5^{\circ}\text{C}$ . Это происходит при поглощённой мощности  $\sim 75$  Вт. Для алмазного окна толщиной 1,5 мм с  $\beta = 0,1 \text{ см}^{-1}$  это соответствует мощности лазера  $\sim 5$  кВт.

Более детальные расчеты теплообмена конструкции нашей водоохлаждаемой оправы, учитывающие теплопроводность прокладки между диском ПА и оправой, дают для нашего случая максимальную мощность - 7,7 - 8,2 кВт, при которой фокусное расстояние тепловой линзы удовлетворяет критерию (1.3).

## 7.5 Обсуждение полученных результатов

Так как одной из задач, решаемых в работах, описанных в данной главе, было создание предпосылок для развития производства силовой оптики из поликристаллических алмазов в России, то мы сочли необходимым экспериментально продемонстрировать преимущества этого материала при использовании не только в лазерной оптике, но и в силовой электронике.

После проведения анализа свойств алмаза, в качестве объекта испытаний были выбраны СВЧ нагрузки 50 Ом, обычно выполняемые на подложках из поликора (керамика на основе  $Al_2O_3$ ). Мы заменили поликор на алмаз, причём, с целью показать, что пластины ПА, являющиеся технологическим браком для применения в оптике, могут быть с успехом использованы в силовой электронике, для эксперимента была выбран так называемый «серый алмаз» с теплопроводностью  $\sim 10 \text{ Вт/см}\times\text{К}$ , т.е. вдвое ниже, чем у оптических ПА. Применение таких подложек из ПА на порядок увеличило рассеиваемую мощность нагрузок.

Исследованные в данном разделе работы окна из ПА имели потери на поглощение и рассеяние на длине волны  $1,07 \text{ мкм} \sim 5 \%$  воздействующего излучения. В эксперименте мы зафиксировали, что водоохлаждаемое окно из ПА выдержало излучение непрерывного волоконного лазера при плотности мощности до  $\sim 7 \text{ МВт/см}^2$  практически не искажая распределение интенсивности прошедшего лазерного излучения.

На длине волны  $10,6 \text{ мкм}$  поглощение ПА составляет порядка  $1 \%$ . Поэтому можно предположить, что окно из ПА в луче мощного  $CO_2$  - лазера сможет выдержать значительно более мощное излучение.

Проведенный эксперимент продемонстрировал нелинейную зависимость разогрева центра окна с  $T_{\text{max}}$  от мощности излучения  $P$  в пятне с диаметром  $0,4 \text{ мм}$ , тогда как при пятне  $4 \text{ мм}$  зависимость нагрева облучённой зоны от мощности лазера носит линейный характер. Полученные результаты дают основание полагать, что проведя предварительный расчёт параметров резонатора конкретного мощного  $CO_2$  – лазера, можно, путём оптимизации таких параметров, как диаметр луча, размеры и

форма алмазного окна, температура и скорость потока воды через оправу окна, значительно увеличить выходную мощность лазера без заметного ухудшения расходимости и распределения излучения.

Эффективность отвода тепла поглощенного ПА зависит от теплопроводности используемого алмаза, градиента температуры в пластине, а также диаметра облучаемой зоны. За счет высокой теплопроводности поликристаллического алмаза, становится возможным уменьшать диаметр лазерного луча на окне. С увеличением плотности мощности увеличивается градиент температуры от центра к краю. Расчёт показал, что при перепаде температур  $\sim 5^\circ\text{C}$  в алмазном окне возникает тепловая линза, ухудшающая вдвое расходимость прошедшего излучения. В то же время, в нашем эксперименте, в котором расходимость излучения напрямую не контролировалась, даже при перепаде температур, составляющем сотни градусов, качество распределения лазерного луча, прошедшего через окно в таких условиях, не ухудшалось. О чём это говорит? Мы полагаем, что благодаря высокой теплопроводности алмаза, тепловая линза, в этом случае, практически не искажает структуру волнового фронта лазерного излучения, форма которого остаётся близкой к сферической. Такая тепловая линза может быть компенсирована либо введением в оптический тракт дополнительной отрицательной линзы, либо поворотным зеркалом, при расчёте радиуса которого учитываются параметры тепловой линзы.

В то же время известно, что монокристаллические алмазы обладают гораздо лучшими оптическими свойствами, чем ПА, однако их габаритные размеры недостаточны для изготовления реальных окон мощных лазеров. С уменьшением длины волны эта разница становится ещё более заметной.

В этой ситуации представляют очевидный интерес результаты работ [413, 414], в которых, в интересах силовой электроники, были созданы комбинированные поликристаллические пластины алмаза с вкраплениями монокристаллических включений. Этот результат позволил предложить использовать для изготовления лазерных окон комбинированные алмазные пластины с центральной монокристаллической зоной и поликристаллической периферией. В этом случае центральная монокристаллическая зона с хорошими оптическими свойствами будет использоваться для вывода лазерного излучения, а периферийная поликристаллическая часть предназначена для вакуумирования и эффективного охлаждения. Такие окна

должны работать при мощности излучения до 35 кВт, причём, при тщательно подобранных соотношениях между размерами окна и луча, с учётом теплофизических свойств алмаза, конструкции системы охлаждения, эту величину можно увеличить. В работах [400 –407] показано, что развитие технологии получения ПА позволило получить монокристаллы алмаза с коэффициентом поглощения на  $\lambda = 1,06$  мкм на уровне  $2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ .

Другим резервом повышения мощности лазерного излучения, прошедшего через алмазное окно, является использование при получении алмаза сырья на основе изотопически чистого углерода, благодаря чему теплопроводность алмаза может быть повышена ~ в полтора раза [305, 306, 415].

В заключение необходимо отметить, что ПА начинают находить и другие применения в лазерной технике. Алмазные теплоотводы, используемые для охлаждения активных элементов дисковых твердотельных лазеров [А38, 416], а также полупроводниковых лазеров [417], позволили увеличить их выходную мощность в несколько раз.

Особо следует отметить, что алмаз - это один из наиболее перспективных кристаллов для создания ВКР – лазеров. Излучение с  $\lambda = 1,06$  мкм преобразуется в  $\lambda = 1,24$  мкм, а с  $\lambda = 0,532$  мкм, соответственно, в  $\lambda = 0,573$  мкм. КПД преобразования может достигать 60 % [418]. А если учесть, что потери в ВКР – кристалле выделяются в виде тепла, то преимущества алмаза ставят его, безусловно, на первое место в этом типе изделий.

Другим, пока не реализованным применением для ПА, может быть их использование в качестве подложек охлаждаемых зеркал с прозрачной подложкой. В монографии [419] сообщается о конструкции силовых интерференционных лазерных зеркал с диэлектрическим покрытием на кремниевых подложках. Достоинством этих зеркал является то, что исключается нагрев подложки, обусловленный распространением теплового потока от оптической поверхности до теплообменника. Такие зеркала могут отражать ~ 99% излучения, при этом большая часть потерь не поглощается отражающей поверхностью, а проходит через подложку и поглощается непосредственно теплоносителем. Преимущества ПА в этом случае настолько очевидны, что не нуждаются в комментариях.

## Выводы

1. Проведён наглядный демонстрационный эксперимент на примере СВЧ нагрузки 50 Ом, иллюстрирующий преимущества алмаза в создании элементной базы для нового поколения компактных изделий силовой электроники. Замена теплоотводов из поликора на алмазные позволила на порядок улучшить их выходные характеристики.

Подложки из поликристаллических алмазов также рекомендуется использовать при разработке усилителей СВЧ мощности для модулей фазированной антенной решетки, пассивных СВЧ элементов (делителей, сумматоров, направленных ответвителей, фильтров гармоник и т.п.) для выходных цепей передающих СВЧ устройств X - и C - диапазонов, что позволит создать новый класс гибридно-интегральных схем с высоким уровнем выходной мощности и малыми размерами (по сравнению с существующими), способных отводить, как минимум, на порядок большие уровни тепловой мощности.

Пластины ПА, отбракованные для применения в силовой оптике, могут быть с успехом использованы в силовой электронике.

Важность и актуальность этого раздела работы изложена в письме ОАО НПК НИИ ДАР, копия которого находится в Приложении.

2. Исследована оптическая стойкость образцов окон и зеркал из поликристаллического CVD-алмаза (диаметр до 25 мм, толщина до 1,3 мм) с теплопроводностью 1970 Вт/м×К при воздействии непрерывного иттербиевого волоконного лазера ( $\lambda=1,07$  мкм, мощность до 10 кВт). Экспериментально установлено, что водоохлаждаемые алмазные окна и зеркала способны выдерживать воздействие непрерывным излучением с плотностью мощности на уровне  $10^6 \div 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

3. Обнаружено, что даже при перепаде температур между центром окна и водоохлаждаемым краем, составляющим сотни градусов, качество распределения лазерного луча, прошедшего через окно в таких условиях, не ухудшалось, что позволяет корректировать возникающую тепловую линзу.

4. Предложена конструкция комбинированного алмазного окна с центральной монокристаллической зоной и поликристаллической периферией. Центральная монокристаллическая зона с хорошими оптическими свойствами будет использоваться для вывода лазерного излучения, а периферийная поликристаллическая часть предназначена для вакуумирования и эффективного охлаждения.

5. Показано, что технология получения CVD - алмазов имеет значительные резервы для совершенствования. Перечислим некоторые из них, основанные на опыте создания современных кристаллов для различных высокотехнологичных применений:

- очистка исходного сырья до уровня, принятого в полупроводниковой промышленности;

- совершенствование конструкции реактора, особенно в части обеспечения защиты вакуумной камеры от натекания атмосферного воздуха.

- за счёт использования сырья на основе изотопически чистого углерода возможно получение изотопически чистых пластин ПА с теплопроводностью до  $\sim 3500 \text{ Вт/м}\times\text{К}$ .

## ГЛАВА 8 НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ РЕАЛИЗАЦИИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данном разделе работы сообщается о некоторых конкретных результатах реализации полученных знаний об оптико-физических свойствах материалов силовой оптики  $\text{CO}_2$  – лазеров в исследованиях лазерных систем, проводимых в АО «НЦЛСК «Астрофизика». Эти результаты опубликованы в работах [А10, А21, А43].

### 8.1 Оптимизация параметров резонатора мощного импульсного $\text{CO}_2$ – лазера

Благодаря оптимизации параметров оптических элементов резонатора можно заметно повысить мощность излучения и КПД лазера. В этом разделе работы приведены экспериментальные данные об улучшении характеристик четырёхсекционного импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  – лазера, подробно описанного в работе [А10] путём использования полученных в предыдущих разделах работы результатов. На рисунке 8.1 продемонстрирован общий вид экспериментального стенда для исследования характеристик импульсных электроразрядных лазеров. На рисунке 8.2 показан внешний вид лазерных кювет с окнами Брюстера из монокристаллов  $\text{NaCl}$  диаметром 300 мм. Размеры рабочего объёма секции составляли  $10 \times 10 \times 40$  см. Разрядный промежуток каждой секции возбуждался независимым источником питания и был способен включаться в любой заранее заданной последовательности, в том числе и одновременно. Активной средой была смесь газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ : в соотношении 1:4:5 при атмосферном давлении. С целью обеспечения необходимых параметров объёмного разряда в смесь добавлялась легкоионизируемая присадка - три-*n*-пропил-амин при парциальном давлении  $\sim 1,5$  мм рт. ст.

Резонатор лазера длиной 3000 мм был образован вогнутым зеркалом из бескислородной меди марки МОБ с радиусом кривизны 40000 мм и плоскопараллельной прозрачной пластиной в качестве выходного зеркала. Как правило, выходное зеркало выполняло также функцию выходного окна между активной средой лазера и атмосферой. Диаметр зеркал - 160 мм. Исследовались следующие выходные зеркала:



1. Плоскопараллельные пластины из монокристаллического германия марки ГМО с однослойным просветляющим покрытием (трёхсернистый мышьяк -  $As_2S_3$ ) на внешней поверхности (френелевское отражение от поверхности германия –  $R = 0,36$ ).

2. Плоскопараллельные пластины из монокристаллического германия с однослойным просветляющим покрытием на внешней поверхности и отражающим интерференционным покрытием со слоями из  $As_2S_3$  и  $BaF_2$  на внутренней, рабочей поверхности с коэффициентами отражения  $R = 0,25; 0,7; 0,8$ .

3. Плоскопараллельные пластины из монокристаллического германия без покрытия (френелевское отражение от двух поверхностей германия -  $R = 0,51$ ).

4. Плоскопараллельные пластины из монокристаллического  $NaCl$  с отражающим интерференционным покрытием со слоями из  $As_2S_3$  и  $BaF_2$  на внутренней, рабочей поверхности с коэффициентом отражения  $R = 0,8$  и влагозащитным покрытием из  $As_2S_3$  на внешней поверхности.



Рисунок 8.1 - Общий вид экспериментальной установки стенда для исследования характеристик импульсных электроразрядных лазеров

Оптические параметры медных зеркал и результаты исследования их свойств приведены в главе 6. Выходные зеркала – плоскопараллельные пластины из монокристаллов германия, результаты исследования которых изложены в главах 3 и 4, либо из монокристаллов  $NaCl$  (главы 3 и 5). После изготовления зеркала имели

следующее оптическое качество: форма поверхности  $N = 2$ , ошибка формы  $\Delta N = 0,2$ , класс оптической чистоты – (для Ge - P = IV, для NaCl - P = VI), клиновидность  $\theta = 5''$ .

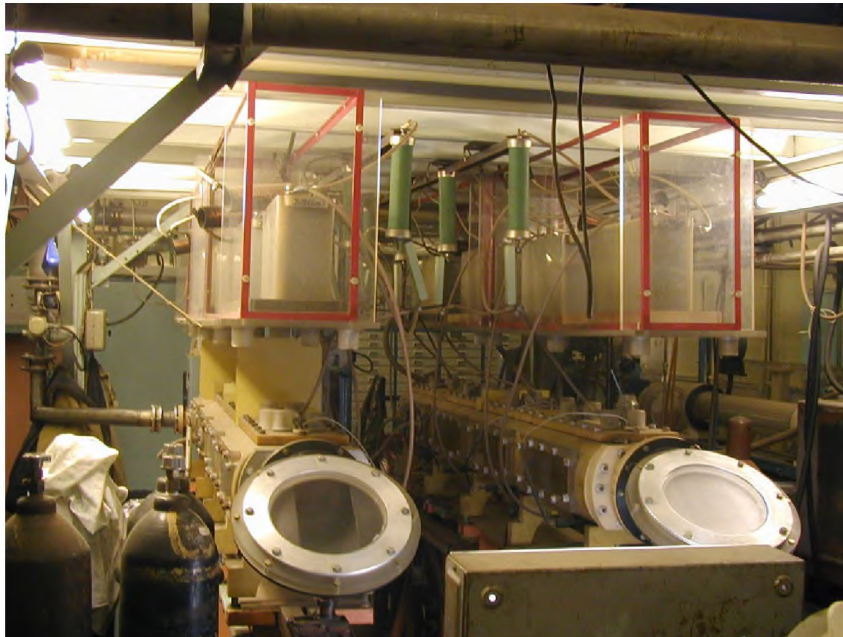


Рисунок 8.2 - Лазерные кюветы с окнами Брюстера из монокристаллов NaCl диаметром 300 мм

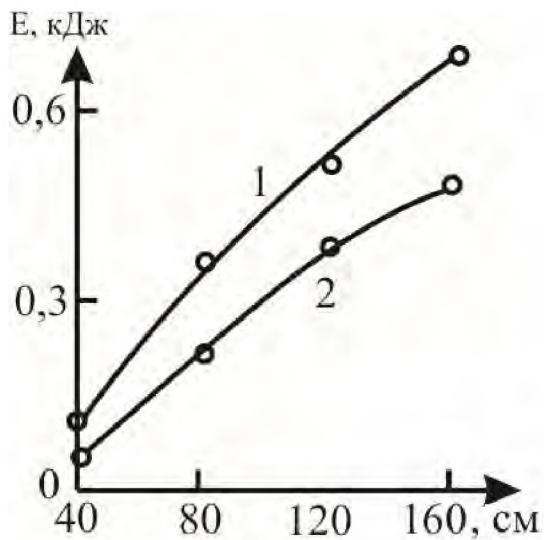


Рисунок 8.3 - Зависимости энергии лазерного импульса  $E$  от длины активной среды  $L$  (1 присадка 3-п-пропил-амин, 2 - метаксилол)

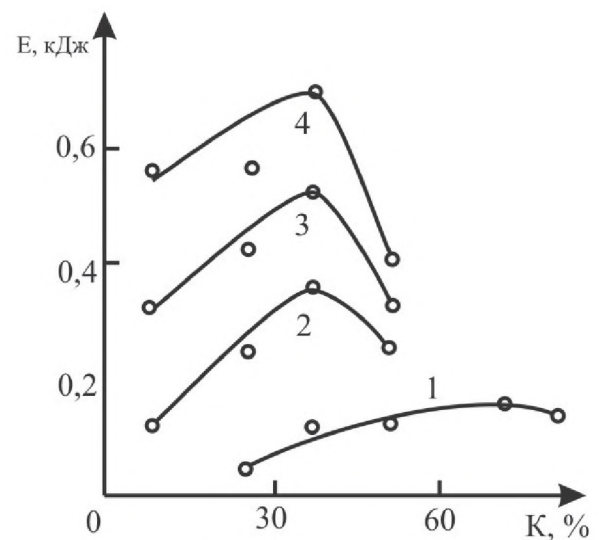


Рисунок 8.4 - Зависимости энергии лазерного импульса  $E$  от коэффициента отражения выходного зеркала  $K$  при  $L$ (см)= 40 (1); 80 (2); 120 (3) и 160 (4)

С целью оптимизации выходных характеристик лазера исследовались зависимости выходной энергии излучения от длины активной среды и от коэффициента отражения выходного зеркала. На рисунке 8.3 приведены зависимости выходной энергии излучения от длины активной среды, полученные при использовании различных легкоионизируемых присадок. Зависимости выходной энергии излучения от коэффициента отражения выходного зеркала для различных длин активной среды  $L$  приведены на рисунке 8.4. Видно, что при  $L \geq 80$  см максимальное значение энергии выходного излучения наблюдалось при коэффициенте отражения выходного зеркала  $R = 0,36$ . На рисунке 8.5 приведён отпечаток на поверхности анодированного алюминия, зафиксированный после воздействия лазерным лучом с энергией  $\sim 500$  Дж.



Рисунок 8.5 - След лазерного луча с энергией  $\sim 500$  Дж на поверхности анодированного алюминия

В результате проведённых исследований, сочетая оптимизацию оптических характеристик зеркал резонатора и параметров легкоионизируемых присадок в активную среду, удалось получить выходную энергию излучения – 820 Дж. В этом случае КПД преобразования электрической энергии накачки в энергию выходного лазерного излучения составил 22%. Удельный съём энергии выходного излучения в этом случае – 51 Дж/л, а

полный КПД – 13%. Этот результат в настоящее время является рекордным для лазеров данного типа.

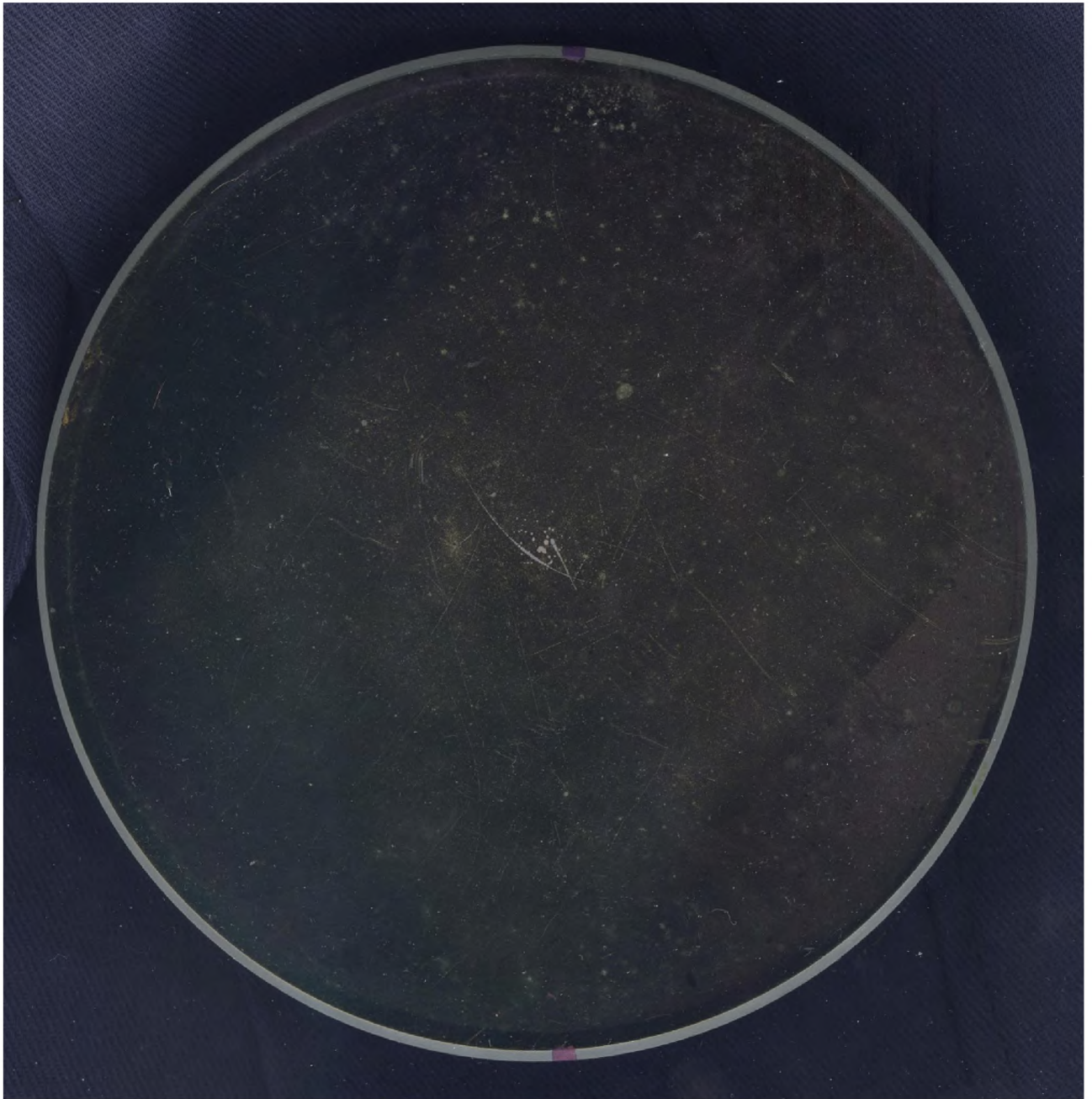


Рисунок 8.6 - Внешний вид зеркала из Ge диаметром 160 мм после длительной эксплуатации в составе лазера, показанного на рисунках 8.1 и 8.2

На рисунке 8.6 показана рабочая поверхность германиевого зеркала диаметром 160 мм после длительной эксплуатации в составе лазера (рисунок 8.1). На поверхности наглядно видны многочисленные дефекты. Если присмотреться, то они, в основном локализованы в области размером  $\sim 10 \times 10 \text{ см}^2$ , совпадающей по форме и размерам с отпечатком лазерного луча (рисунок 8.5). Исследования таких зеркал, описанные в главе

4, показали, что эти дефекты – результат многократного взаимодействия излучения допороговой интенсивности, декорирующего малозаметные структурные дефекты приповерхностного слоя кристалла.

Разработанные при выполнении работы оптические элементы применялись и в других экспериментальных установках. На рисунке 8.7 приведена фотография блока выходных окон из просветлённых монокристаллических пластин Ge диаметром 420 мм для экспериментального 4-х лучевого лазерного комплекса.

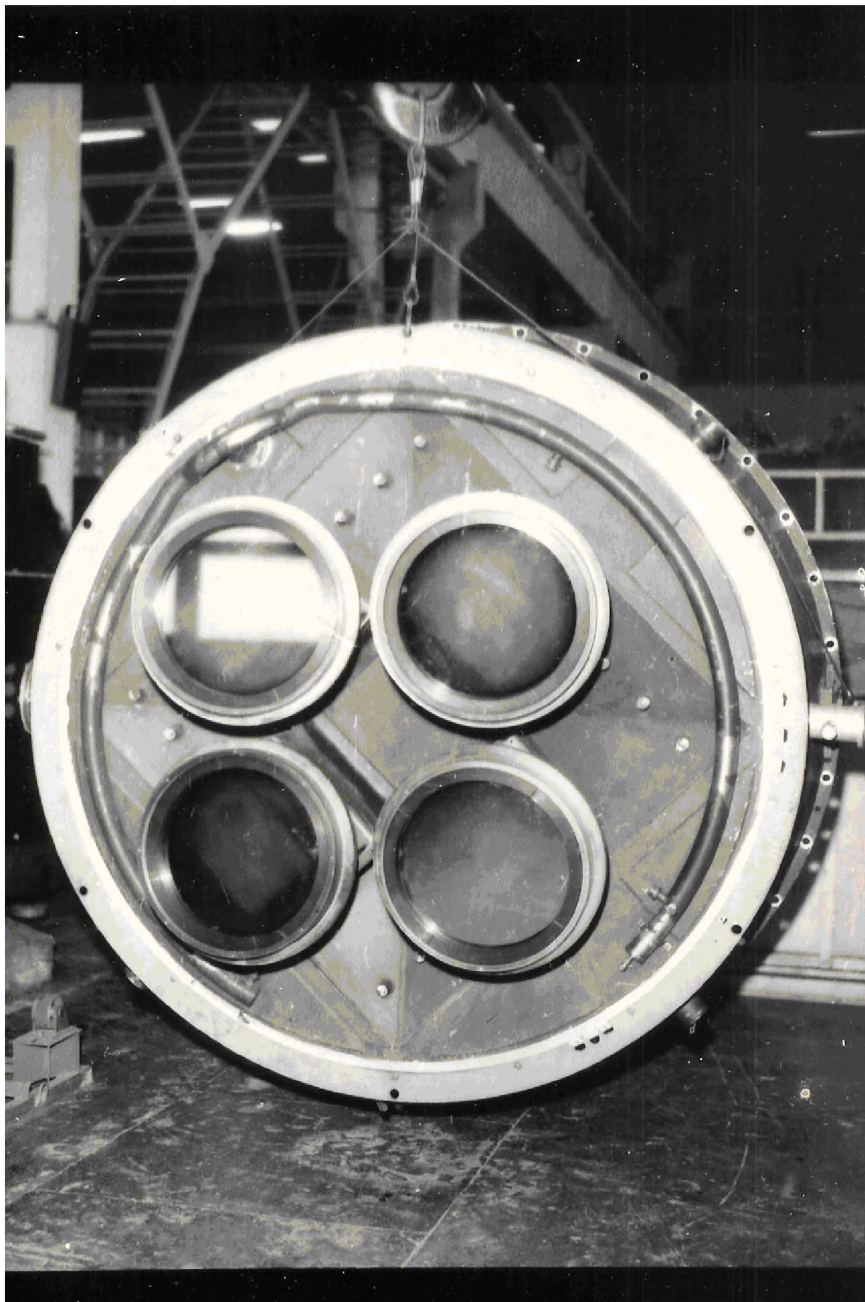


Рисунок 8.7 - Блок выходных окон из монокристаллов Ge диаметром 420 мм экспериментального 4-х лучевого лазерного комплекса

## 8.2 Экспериментальное исследование когерентного сложения излучения двух широкоапертурных импульсных CO<sub>2</sub> - лазеров

Когерентное сложение излучения лазерных лучей – одно из активно разрабатываемых направлений лазерной физики. В этом разделе работы сообщается о результатах эксперимента по когерентному сложению излучения двух мощных электроразрядных импульсных CO<sub>2</sub> – лазеров, подробно описанных в разделе 8.1.

На рисунке 8.8 представлена оптическая схема эксперимента по когерентизации этих лазеров, оптические оси которых находятся в горизонтальной плоскости. Подобная схема позволяет складывать излучение четного числа широкоапертурных лазеров. Нами использованы 2 лазерные кюветы, объединенные общим модовым и активным объемами телескопическим неустойчивым резонатором со сходящимся лучом. Излучение из кювет выводилось через Брюстеровские окна из монокристаллов NaCl Ø 300 мм. При одновременном включении всех секций двух лазеров, объединённых этой схемой, суммарная энергия достигала 200 Дж в импульсе (мощность в пике до  $2 \times 10^8$  Вт), при расходимости  $\sim 10^{-3}$  рад. Из резонатора выходили два луча со сферическим фронтом, суммировавшиеся системой плоских медных зеркал Ø 200 мм на удалённом на расстояние 263 м экране (рисунок 8.8). Перекрывая любой из двух каналов непрозрачным экраном, измеряли параметры работающего генератора. Энергии складываемых пучков измерялись термодинамическими калориметрами - ТПИ 2-5 и поддерживались одинаковыми. Временной сдвиг между импульсами излучения отдельных секций лазеров контролировался с помощью осциллографа фотоприемниками на эффекте фотонного увлечения дырок в германии [320] и был минимизирован.

Оптическая схема трассы для исследования когерентного сложения содержит два блока: первый представляет собой схему сложения двух широкоапертурных лазерных лучей, второй - систему транспортировки и сведения двух лучей в дальней зоне. Излучение из лазера направлялось двумя почти параллельными пучками на зеркала второго блока.

Второй блок состоял из 8-ми плоских медных зеркал Ø 200 мм, установленных на юстировочных столиках, закрепленных на подставках. Точность и жесткость

использованных юстировочных механизмов обеспечивала возможность сведения на экране двух пучков со световыми размерами  $100 \times 100$  мм (на выходе из лазерных кювет) на расстоянии 263 м с точностью до  $\sim 1$  мм.

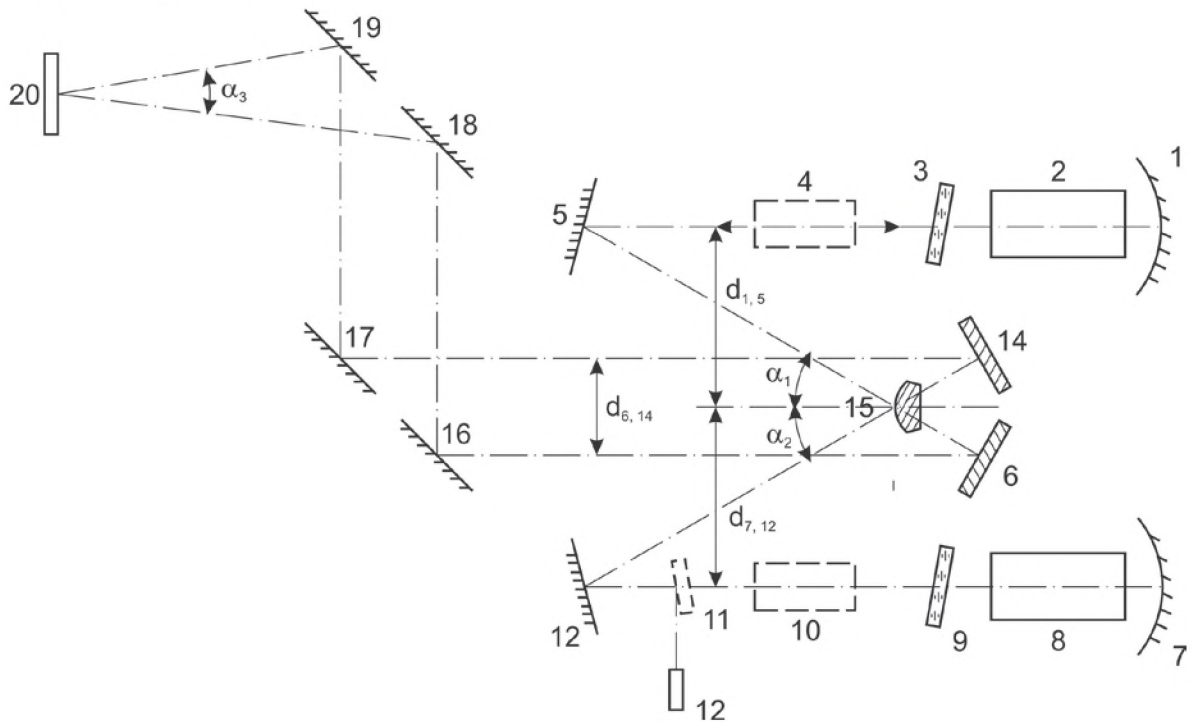


Рисунок. 8.8 - Схема эксперимента по когерентизации двух мощных импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров. 1, 7 – резонаторные медные вогнутые зеркала с радиусом  $R_{1,2} \sim 4 \times 10^3$  см; 3, 9 - окна из NaCl под углом Брюстера; 15 – квадратное ( $6 \times 6$  см) выходное медное зеркало с радиусом  $R_3 \sim 2,35 \times 10^3$  см, 5, 6, 12, 14, 16 – 19 – поворотные плоские зеркала для вывода части излучения; ( $\varnothing \sim 200$  мм); 2, 8 - 4-х секционные лазерные кюветы, длина активной среды меняется дискретно от 40 до 160 см;  $d_{1,5} = d_{7,12} = 50$  см;  $d_{6,14} = 16$  см; длина плеч резонатора  $L_{1,5} = L_{7,12} = 825$  см;  $M = 1,7$ ;  $\alpha_1 = \alpha_2 = 11^\circ$ ; 4, 10, 12 – полупроводниковые юстировочные лазеры; 11 - плоскопараллельная пластина из монокристалла  $\text{BaF}_2$

В эксперименте зарегистрирована интерференция при сложении 2-х пучков излучения импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров при минимальном угле схождения лучей (рисунок 8.9). При уменьшении энергии излучения видность интерференционной картины увеличивается, что обусловлено динамическим диапазоном чувствительности использованной для регистрации термобумаги. Интерференционная картина и размер керн пучков излучения достаточно хорошо воспроизводились в различных пусках. Из-за малого динамического диапазона термобумаги в более яркой части керна наблюдалось заплывание интерференционной картины; явление интерференции за счет увеличения плотности энергии в максимуме полосы в  $\sim 2$  раза позволяет зафиксировать подпороговые для данной термобумаги уровни плотности энергии лазерного излучения.

При полной расходимости пучков  $\sim 10^{-3}$  рад на расстоянии 263 м размер фокальной перетяжки составляет  $\sim 0,26$  м, при этом расстояние между интерференционными максимумами или шаг интерференции составляет

$$h \approx \frac{\lambda L}{\delta} \approx 0,5 \text{ см}, \quad (8.1)$$

где  $\lambda$  - длина волны излучения в см;

$L$  - расстояние между зеркалами 5, 12 и экраном 20 (рисунок 8.8) в см;

$\delta$  - расстояние между центрами пучков на зеркалах 6 и 14.

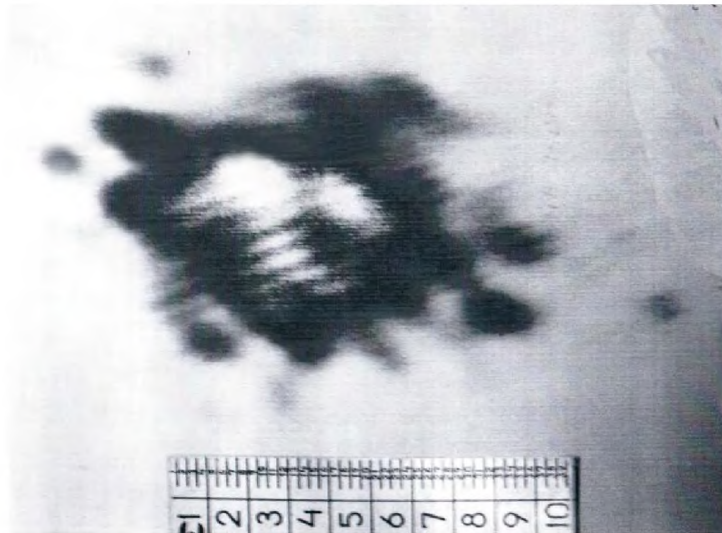


Рисунок 8.9 - Отпечаток на термобумаге интерференционной картины при сведении двух лучей импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров

Так как керн пучков должен иметь расходимость  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  рад, то максимальная плотность излучения в центре интерференционной картины не должна превышать порог оптического пробоя на экране даже при энергиях выходного излучения до 300 Дж.

Действительно,

$$W_p \approx \frac{4E^*T_{\text{тр}}}{(\alpha_d \times L_{\text{тр}})^2 \times \tau_{\text{и}}^*} \approx 0,5 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2. \quad (8.2)$$

где  $E^*$  - энергия в керне импульса одного из пучков,

$T_{\text{тр}}$  - коэффициент пропускания трассы,

$\alpha_d$  - дифракционный угол,

$L_{\text{тр}}$  - длина трассы,

$\tau_{\text{и}}^*$  - приведенная длительность импульса генерации ( $\sim 10^{-6}$  с).

Итак, на реальной приземной трассе экспериментально получено на удалённом на 263 м объекте когерентное сложение излучения 2-х импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров.



### 8.3 Исследование поверхности оксидированного алюминия после воздействия импульса $\text{CO}_2$ - лазера

Для защиты от коррозии в воздушной атмосфере узлов и деталей из алюминия и его сплавов, в авиации, машиностроении, автомобилестроении, спецтехнике, в микроэлектронике и других областях современной техники, часто используются пассивирующие покрытия на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [420, 421]. что вызвано значительным электроотрицательным потенциалом алюминия.

Оксидная пленка, образуемая в результате технологических переходов, не гарантирует 100% предохранения от дальнейшей коррозии, вследствие высокой пористости. Плотные защитные пленки создают обычно путём анодного оксидирования [421]. Известно, что рабочие поверхности деталей машин с такими покрытиями весьма устойчиво работают в условиях агрессивных сред и интенсивного эрозионного и абразивного износа.

В этой связи значительный интерес представляют данные об устойчивости таких покрытий к воздействию разного рода неблагоприятных факторов, в частности, интенсивного лазерного излучения.

Воздействие мощного микросекундного импульса  $\text{CO}_2$  - лазера на поверхность металлов и других конструкционных материалов изучено весьма подробно, например, [172, 174-177]. При плотности мощности излучения  $\geq 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и атмосферном давлении окружающего воздуха инициируется низкопороговый оптический пробой воздуха. Его плазма поглощает большую часть излучения и экранирует металл от дальнейшего воздействия излучения [172, 174-177 А17]. В этом случае на поверхности образца видимых следов повреждения обычно не наблюдают.

Цель этого раздела работы - исследование воздействия единичного импульса ( $E \sim 500$  Дж) электроразрядного  $\text{CO}_2$  - лазера [А10] на поверхность оксидированного дюралюминия. Импульс имел лидирующий пик  $\sim 200$  нс и «хвостовую» часть  $\sim 5$  мкс (рисунок 6.1). Площадь облучаемой зоны составляла  $\sim 100$  см<sup>2</sup>.

Методика измерений подробно изложена в главе 3. В главах 3 и 6, а также в многочисленных экспериментальных работах по взаимодействию излучения данного лазера с различными материалами, например [174-177], было зафиксировано, что до поверхности образца при такой плотности энергии излучения доходит только пиковая часть импульса. Это  $\sim 20\%$  энергии импульса, т. е., в данном случае,  $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ . Так называемая полная отсечка излучения при этих условиях происходит через  $\sim 1 \text{ мкс}$  после начала генерации. «Хвостовая» часть поглощается в плазме пробоя воздуха, «живущей» в этом случае  $\sim 20\text{-}25 \text{ мкс}$ .

Воздействию лазерного импульса подвергались плоскопараллельные диски, изготовленные горячей штамповкой из проката Д16 диаметром 20-30 см и толщиной  $\sim 0,1 \text{ см}$ , оксидированные в процессе пассивации на воздухе.

В результате воздействия излучения на поверхности пластин оставался характерный «след», совпадающий с геометрическими размерами (рисунки 8.5 и 8.10) отпечатка лазерного луча на термобумаге.

Визуально в зоне «следа» поверхность пластины после воздействия приобретала устойчивую в белую матовую окраску, не скрывающую проступающие сквозь неё царапины, образованные механической обработкой. Однако в краевой зоне пятна шириной  $\sim 5\text{-}8 \text{ мм}$  этот «след» становился непрозрачным.

Для оценки особенностей модифицированного в результате лазерного воздействия слоя и свойств материала в облученной области проводились комплексные микроструктурные исследования. Были использованы методы оптической профилометрии, электронной и атомно-силовой микроскопии, рентгеноспектрального и рентгеноструктурного анализа.

Рельеф поверхности исследовался с помощью оптического профилометра Zygo NewView 5000.

Исследование микроструктуры проводилось в ЦКП НИТУ МИСиС на оптическом микроскопе AXIO imager. D1m, электронном микроскопе высокого разрешения JSM-6480LV (JEOL, Япония) и сканирующем электронном микроскопе SNE4500M<sup>1</sup>.

Фазовый состав образцов изучали методом рентгеновской дифракции на приборе Bruker D8 ADVANCE при симметричной съемке  $\theta - 2\theta$  с использованием монохроматизированного излучения  $\text{CuK}\alpha$  ( $\lambda = 1,54178 \text{ \AA}$ ), при комнатной температуре.

---

<sup>1</sup> Любезно предоставлен фирмой ОПТЭК.

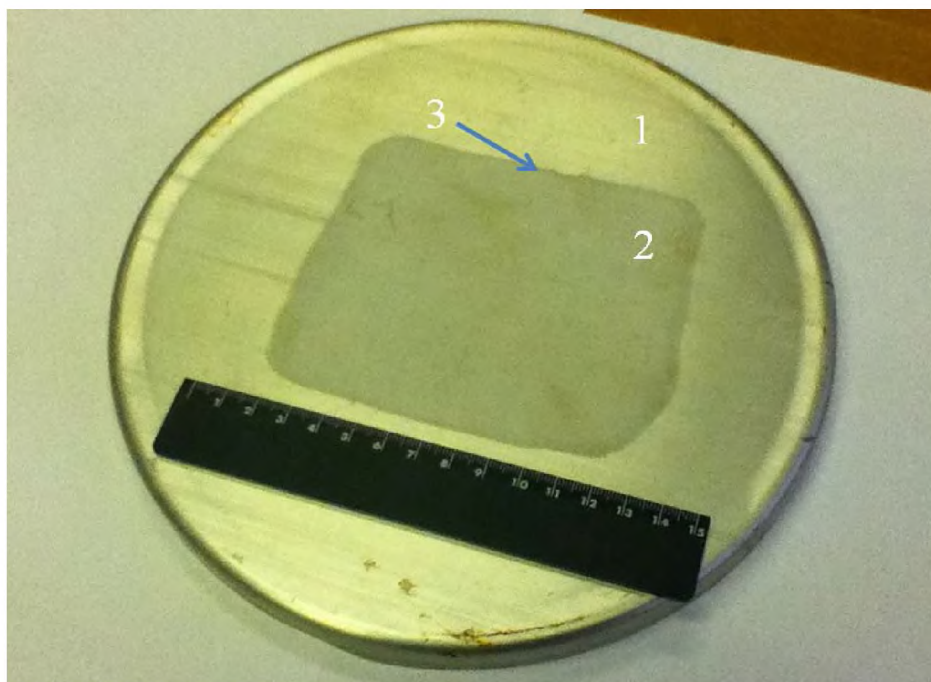


Рисунок 8.10 - Общий вид зоны облучения: 1 - пластина дюралюминия Д16 ( $d = 200$  мм,  $h = 1$  мм); 2 - «след» направленного лазерного импульса; 3 - непрозрачная граница зоны облучения

Элементный состав участков дюралюминия с исходной, пассивированной на воздухе поверхностью, а также в зоне лазерного воздействия, исследовался на растровом электронном микроскопе JSM-6480LV (JEOL, Япония) с приставкой для энерго-дисперсионной спектроскопии INCA (Oxford, UK). Она позволяет в сочетании с растровой электронной микроскопией определять элементный состав в объеме порядка  $1-3 \text{ мкм}^3$  посредством регистрации характеристического рентгеновского излучения, возникающего в результате взаимодействия пучка первичных электронов с поверхностью образца. Чувствительность метода  $\sim 0,1$  атомных %, управляющее напряжение – 20 кВ, размер зонда — от 2 до  $50000 \text{ мкм}^2$ .

Установлено, что в облучённой зоне вся поверхность покрывалась слоем, имеющим матовый оттенок. Наблюдались отчётливые следы неравновесного испарения, поверхность была испещрена мелкими кратерами с характерным размером  $\sim 0,1-5 \text{ мкм}$  (рисунок 8.10). После лазерного воздействия следы прокатки в виде цепочки параллельных царапин на поверхности металла, ранее хорошо видные сквозь слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , становились различимы фрагментарно. Также хорошо видно, что, возникшие дефекты, имеющие очаговый характер, локализуются, преимущественно, над дефектами прокатки. Некоторые из них имеют отчётливую окраску, отличающуюся от фоновой.

Наблюдались очаги белого, черного, а иногда и красного цветов. В отдельных местах отчётливо наблюдались следы «выкалывания» отдельных зёрен покрытия размером до 20 мкм (на рисунках 8.11 – 8.16 показаны снимки исследуемой поверхности с различным увеличением, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа SNE4500M).

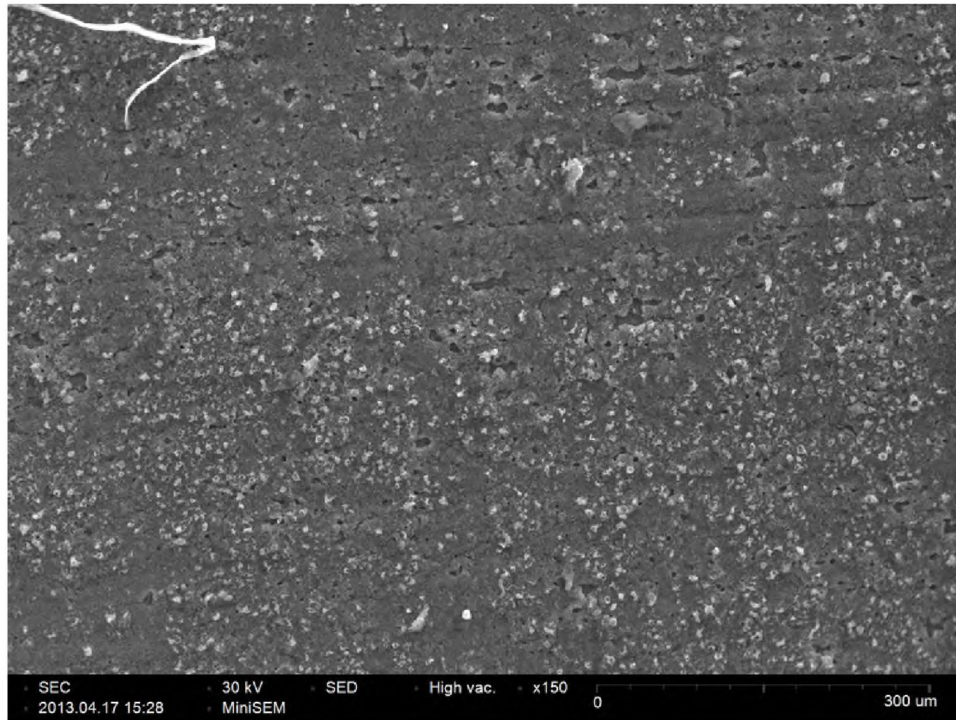


Рисунок 8.11 - Общий вид поверхности оксидированного дюралюминия после воздействия лазерным импульсом

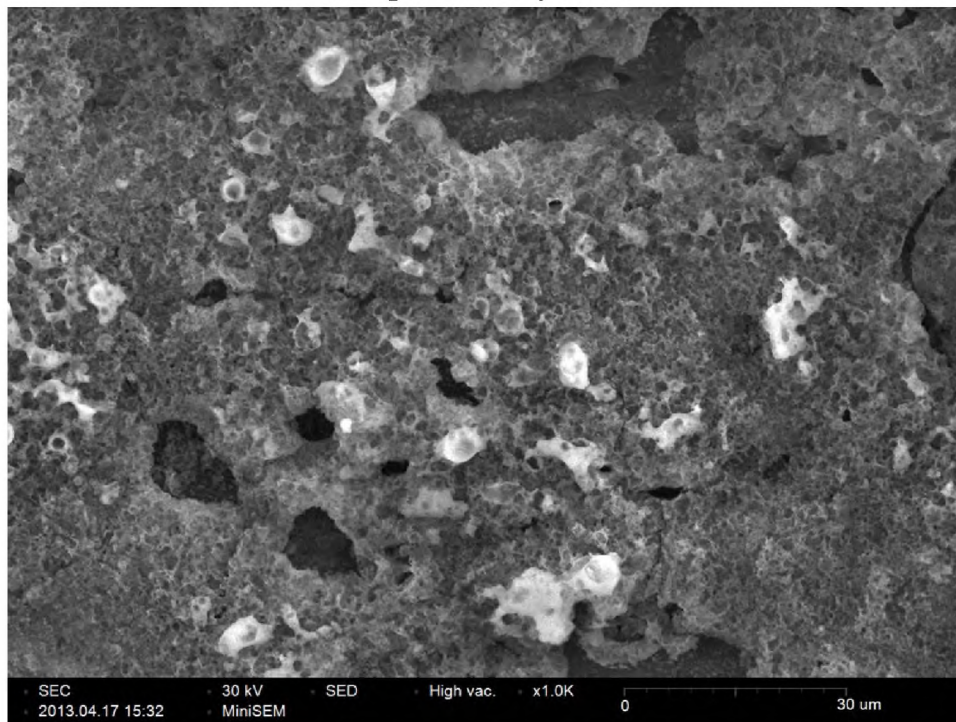


Рисунок 8.12 - Участок поверхности, показанной на рисунке 8.11

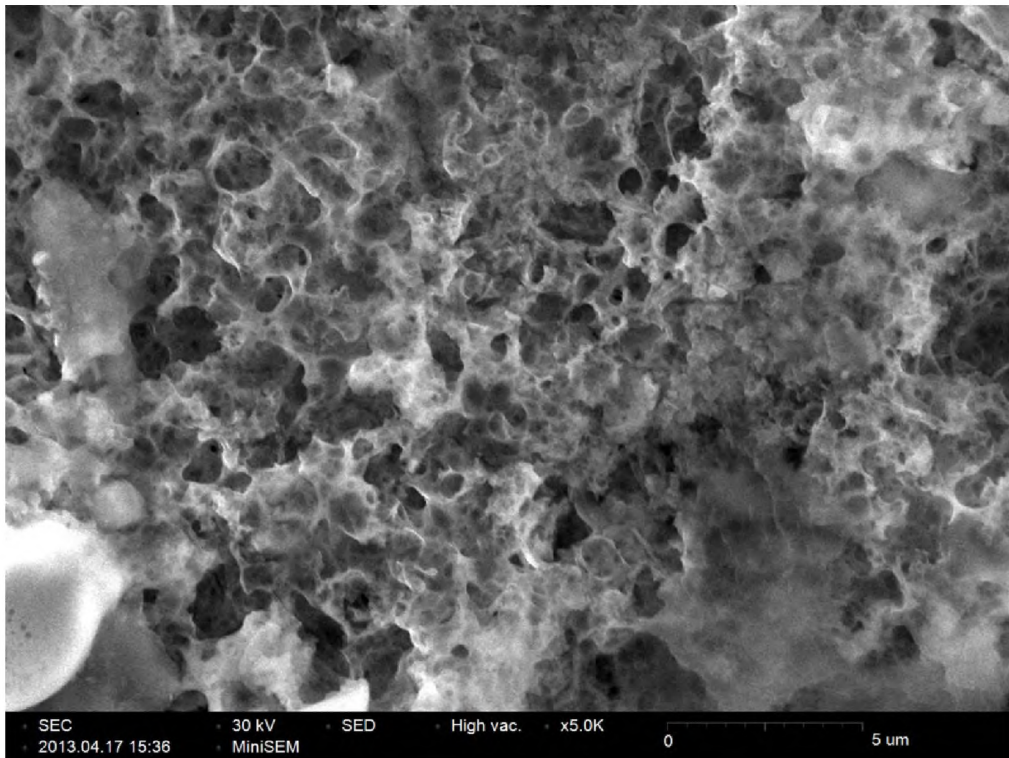


Рисунок 8.13 - Участок поверхности, показанной на рисунке 8.11

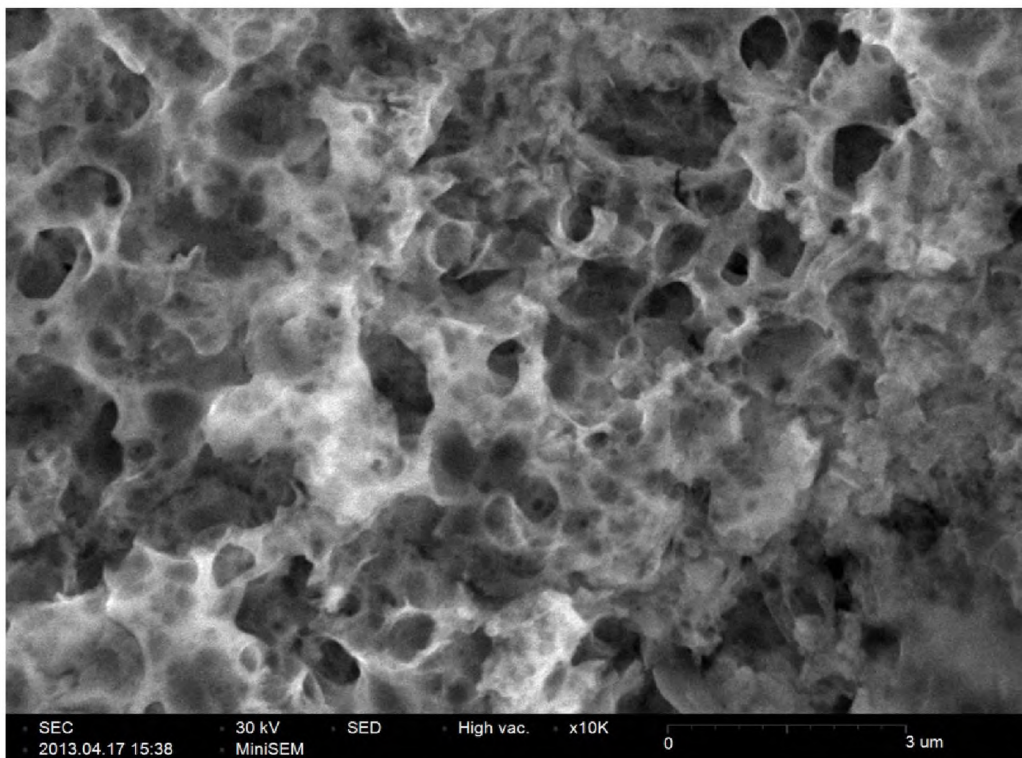


Рисунок 8.14 - Участок поверхности, показанной на рисунке 8.11

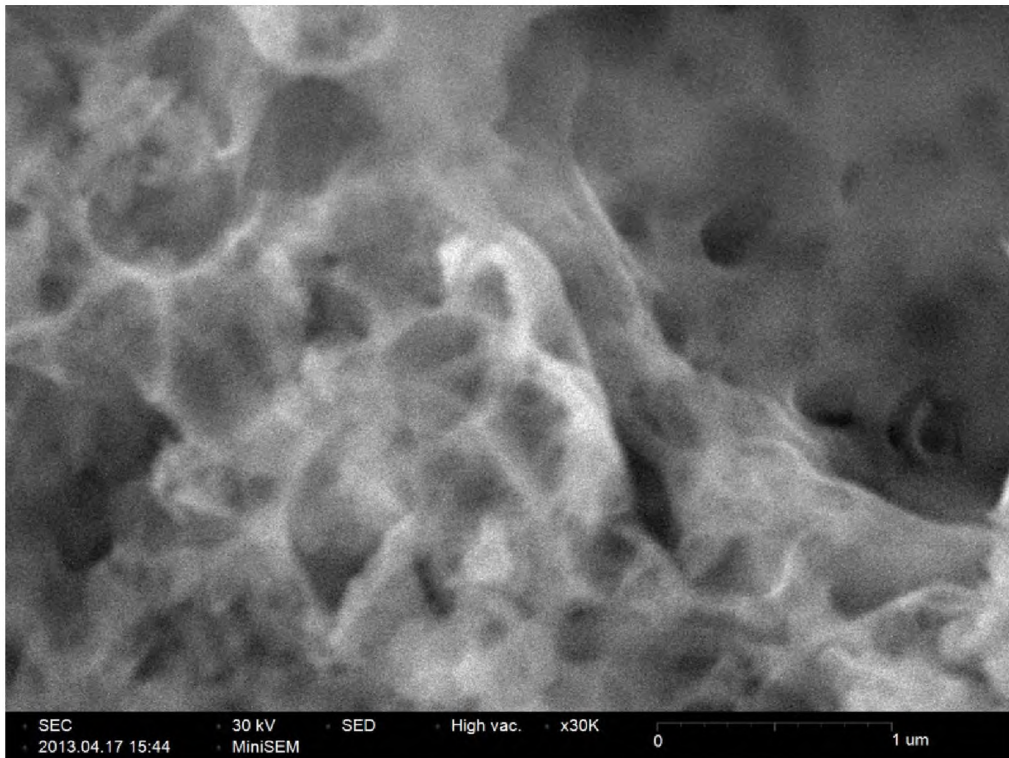


Рисунок 8.15 - Участок поверхности, показанной на рисунке 8.11

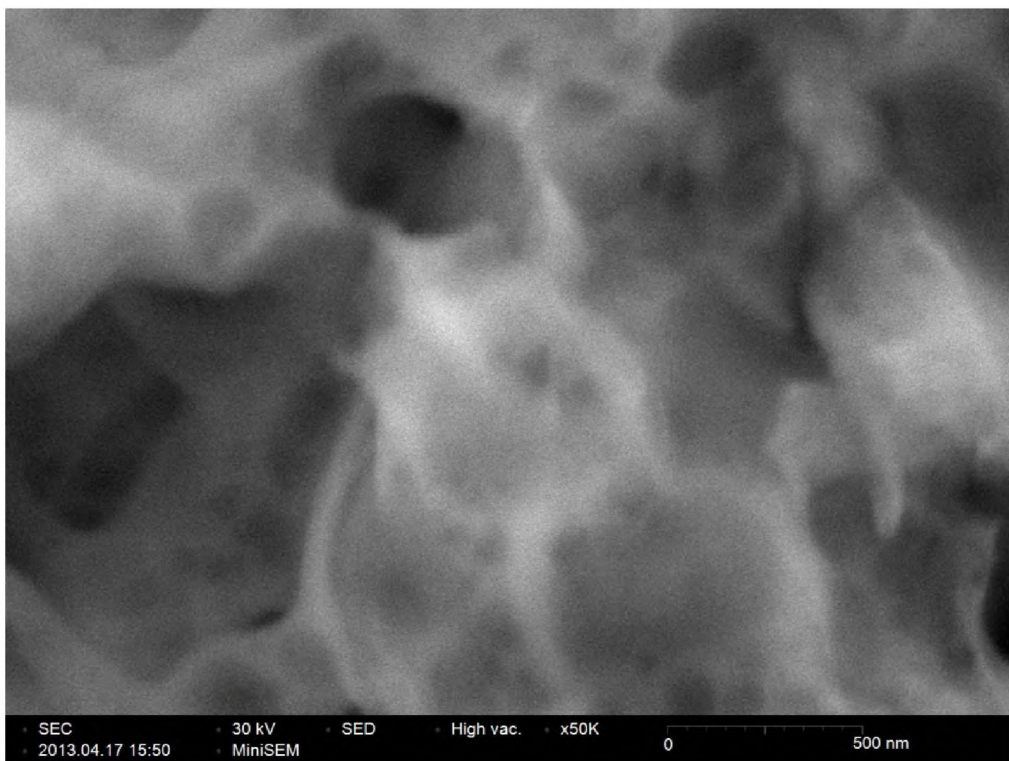


Рисунок 8.16 - Участок поверхности, показанной на рисунке 8.11

Трех- и двумерные изображения рельефа, а также профили поперечных сечений исходной и облученной поверхностей, получали с помощью оптического профилометра Zygo NewView 5000. Методика исследований описана в разделе 6.2.1.1 (рисунок 6.8).

Первоначально на образцах выявились отчетливо наблюдаемые два цуга линий интерференции света, отражённого от поверхностей оксида и металла, что позволило измерить толщину слоя  $Al_2O_3$  на исходной поверхности, составившую  $\sim 7$  мкм. Поэтому, для анализа рельефа, поверхность образцов была декорирована для контраста напылением тонкой плёнки титана.

При обработке результатов обнаружено, что на поверхности наблюдаются три отчётливо различающиеся зоны: 1 – не подвергавшаяся воздействию излучения; 3 – подвергавшаяся воздействию интенсивного излучения; 2 – краевая часть облучённой зоны (рисунок 8.17).

Внешний вид и построенное трёхмерное изображение рельефа типичных участков поверхности этих зон приведены на рисунке 8.18. На исходной поверхности ортогонально царапинам механической обработки фиксируется шероховатость поверхности порядка 2-3 мкм. В направлении этих полос, поверхность выглядит сравнительно ровной, без заметных местных искажений (рисунок 8.18, 8.19).

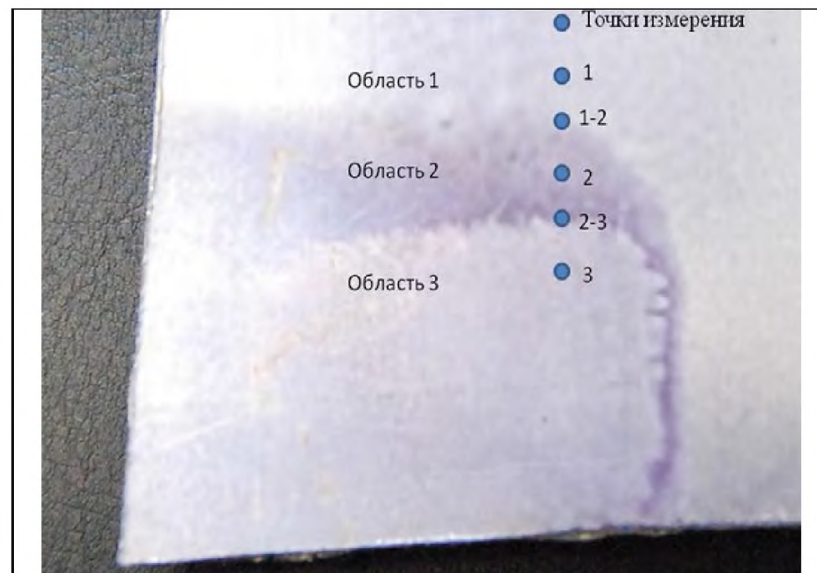


Рисунок 8.17 - Контрольный участок периферии образца после лазерного воздействия. Область 1 – вне зоны воздействия; область 2 – зона, проявившаяся после нанесения контрастного вещества; область 3 - зона воздействия. Точки (1-2) и (2-3) – границы между зонами 1, 2, 3

В зоне лазерного воздействия картина поверхности кардинально меняется. Она становится шероховатой, испещрённой многочисленными кратерами глубиной несколько мкм. Двух-, трехмерные и профильные изображения в оптическом интерферометре «Zygo» характерных участков опытных дисков из сплава Д16 и «следов» от лазерного воздействия представлены на рисунках 8.19 – 8.22.

Проведенные рентгеноструктурные исследования показали, что элементный состав покрытия после лазерного воздействия практически не изменился и состоит преимущественно из алюминия и кислорода с примесью серы, что соответствует исходному составу поверхностного слоя.

Фазовый состав исходной и модифицированной после лазерного воздействия поверхностей показаны на рисунках 8.23 и 8.24, соответственно. Измерения производились следующим образом. Установленный горизонтально образец вращался со скоростью 15 об/мин. Измерения проводились в интервале  $2\theta$  от 20 до 80° с шагом 0,1° с экспозицией по 3 сек в каждой точке. Угловое разрешение 0,05 угл. град.

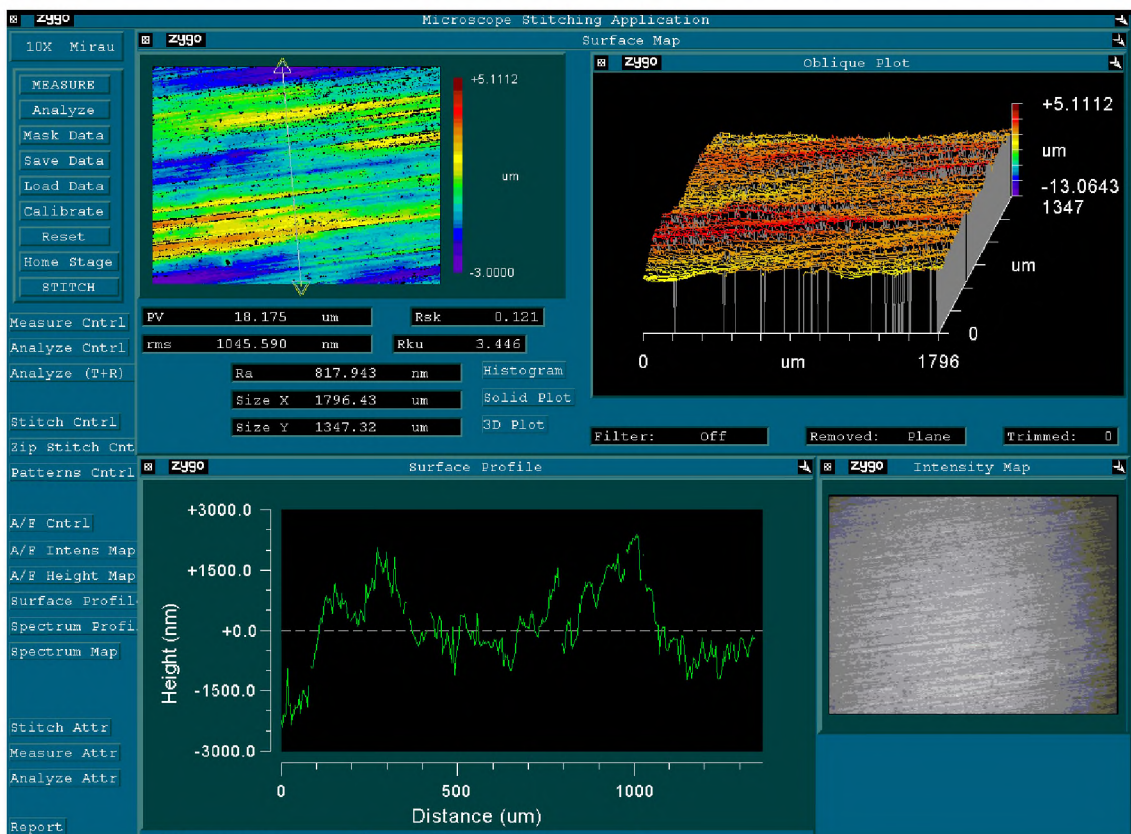


Рисунок 8.18 - Двух-, трехмерные и профильные изображения в оптическом интерферометре «Zygo» характерных участков опытных дисков из сплава Д16 со «следом» от лазерного воздействия, размер кадра 1796 x 1347 мкм.

Изображение Зоны 1 (рисунок 8.17) Ra = 817 мкм





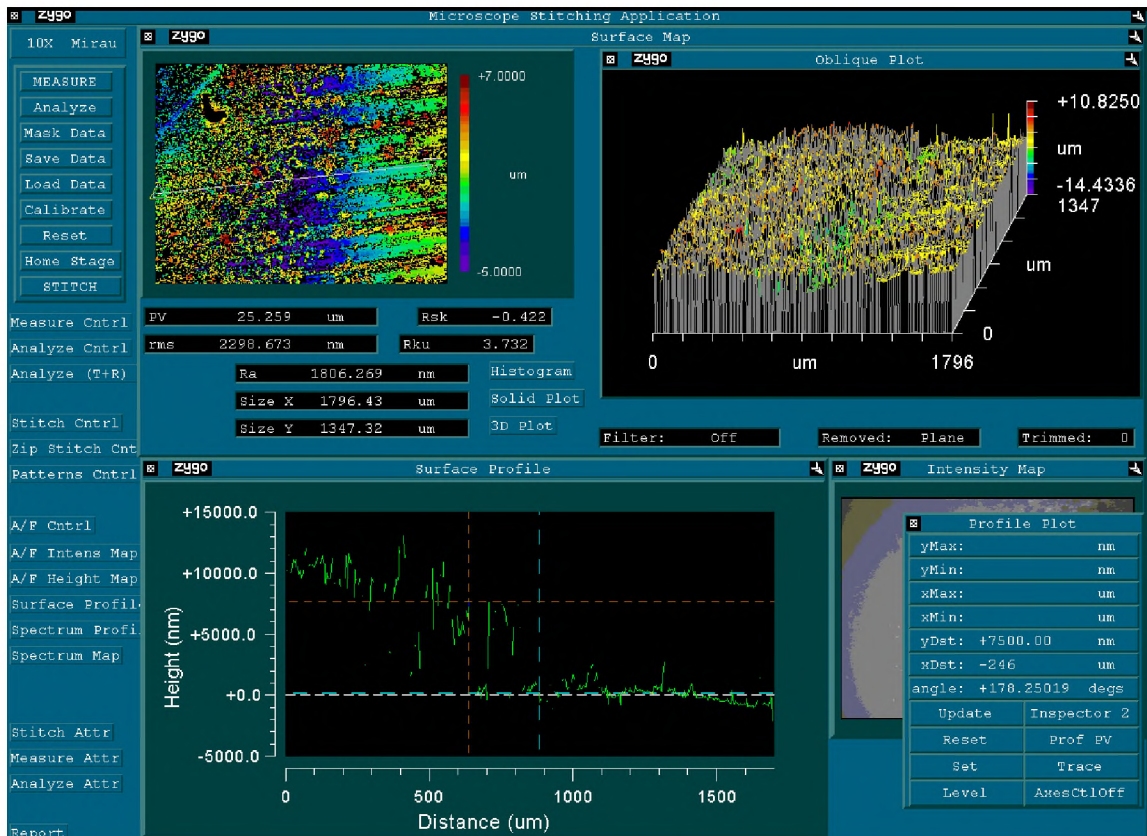


Рисунок 8.21 - Изображение Зоны 2-3; на границе областей 2 и 3 Ra = 1806 мкм

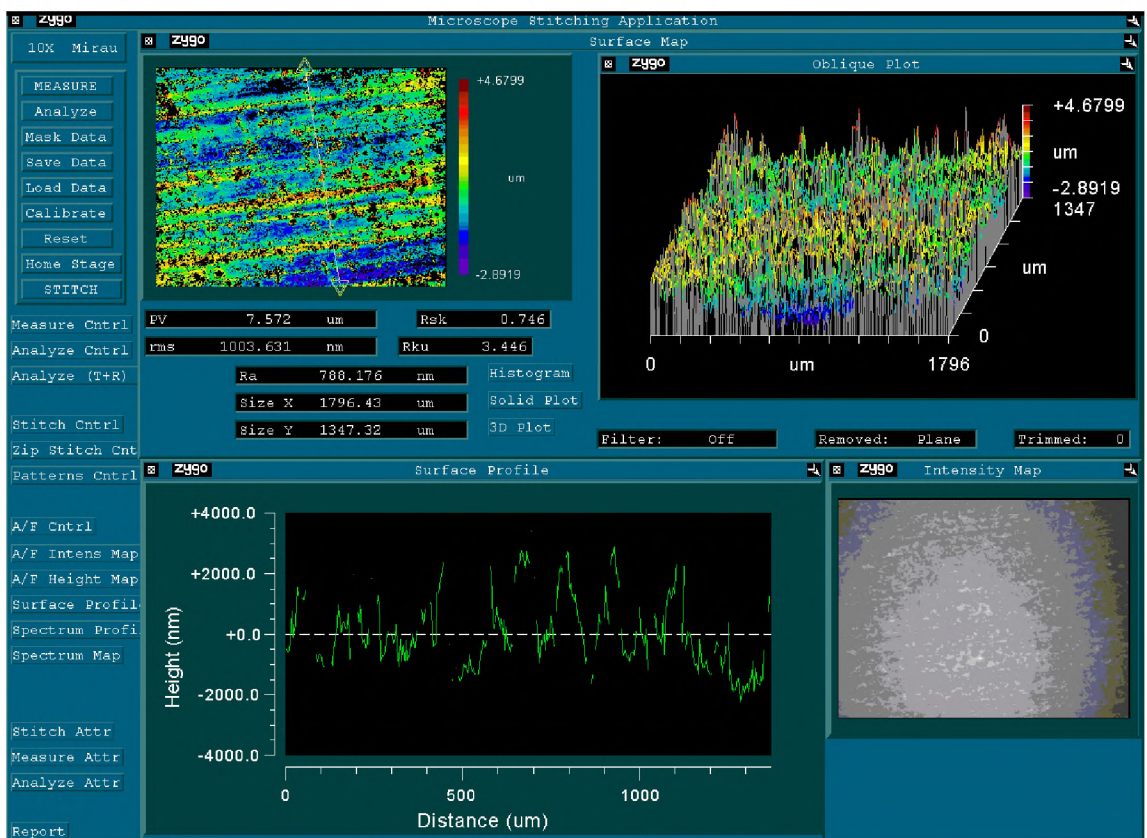


Рисунок 8.22 - Изображение Зоны 3; Ra = 788 мкм

Результаты этих измерений обработаны с помощью пакета программных средств DIFFRAC. Идентификация дифракционных отражений выполнена сопоставлением экспериментальных значений межплоскостных расстояний со стандартными значениями для различных веществ банка данных PDF-2 (2006) программы EVA.

Установлено, что на исходной поверхности пластины при глубине исследуемого рентгенодифракционным анализом слоя  $\sim 2-3$  мкм основные отражения зафиксированы от фазы алюминия. Присутствуют также слабые отражения от пассивированной пленки оксидов алюминия.

В области лазерного воздействия поверхностный слой образца представляет собой поликристаллический конгломерат (рисунок 8.24), состоящий из многочисленных неравновесных фаз оксидов алюминия (моноклинный, гексагональный, ромбоэдрический  $Al_2O_3$ ) и соединений алюминия с марганцем ( $Al_6Mn$ ,  $Al_{19}Mn_4$ ) и с магнием ( $Al_3Mg_2$ ,  $Al_{12}Mg_{17}$ ,  $AlMg$ ).

Измерения на профилометре Zygo NewView 5000 показали, что исходная поверхность имела слой оксида алюминия толщиной  $\sim 7$  мкм. В разделе 2.5 [A43] нами была проведена оценка величины коэффициента поглощения  $Al_2O_3$  на длине волны 10,6 мкм, которая составила  $\beta \sim (2-3) \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ . В соответствии с законом Бугера, в слое  $Al_2O_3$  толщиной  $\sim 0,5$  мкм излучение ослабляется в  $e$  раз. Используя табличные данные по теплофизическим свойствам  $Al_2O_3$  [193, 273] (удельная теплоёмкость при  $T = 1300 \text{ К}$  –  $1,3 \text{ Дж/г}\times\text{К}$ ;  $T_{пл} = 2015 \text{ К}$ ; удельная теплота плавления –  $109 \text{ Дж/г}$ ; температура кипения  $\sim 3500 \text{ К}$ , теплота испарения  $6,61 \text{ ккал/моль}$ ) и пренебрегая теплопроводностью и потерями тепла на переизлучение, с одной стороны, и с другой — не учитывая вклад в тепловой баланс со стороны плазмы оптического пробоя воздуха, в которой выделяется большая часть энергии «хвостовой» части лазерного импульса, мы оценили, что для нагрева тонкого поверхностного слоя  $Al_2O_3$  до температуры испарения достаточно выделения в этом слое  $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ , что соответствует плотности энергии пиковой части лазерного импульса, дошедшей до поверхности образца.

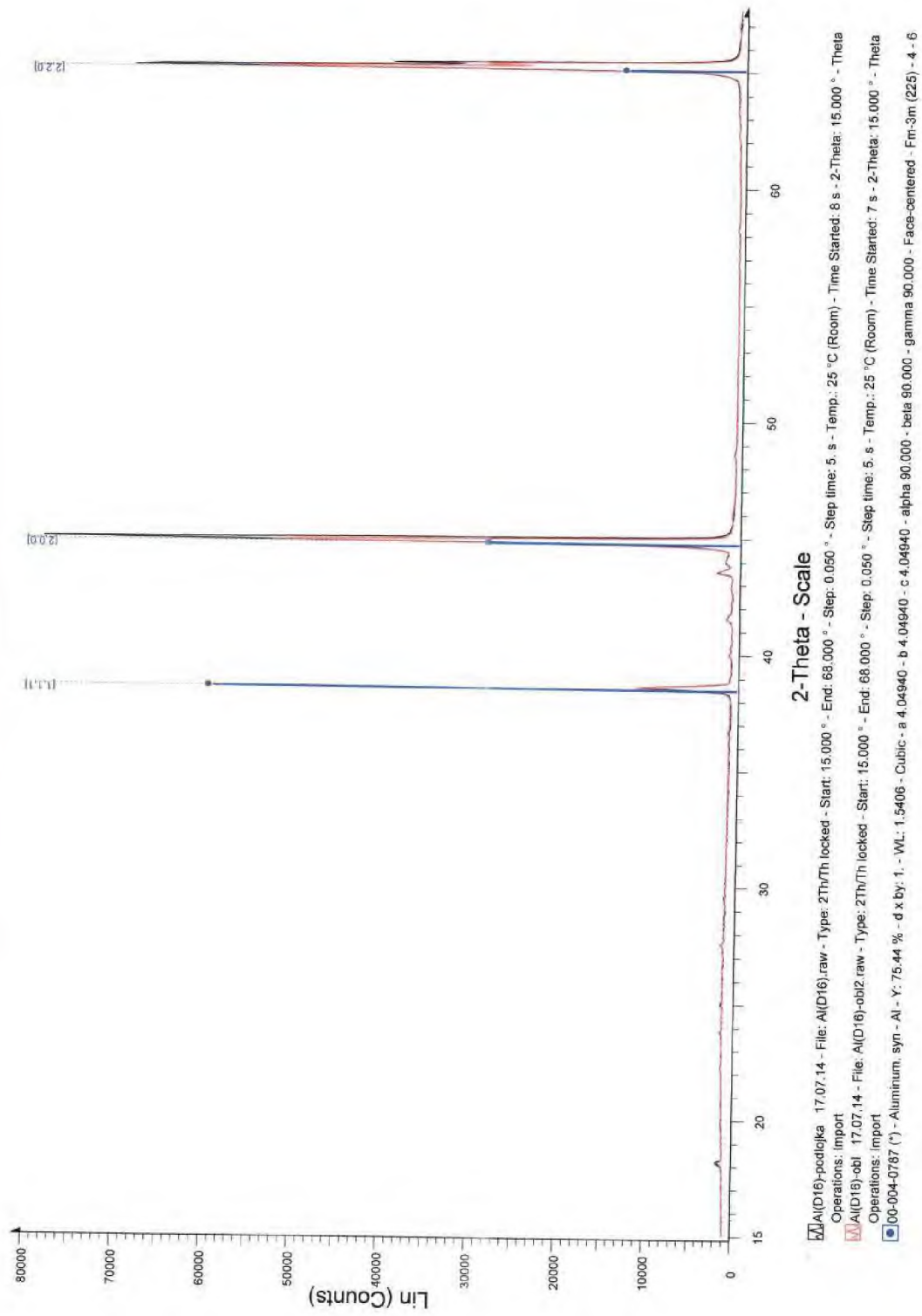


Рисунок 8.23 – Рентгеновский спектр исходной поверхности образца дюралюминия



Это коррелирует с результатами, полученными с помощью сканирующей электронной микроскопии. На рисунках 8.11 – 8.16 наглядно видно, что поверхностный слой, как бы вспенился, а данные оптической профилометрии (рисунки 8.18 – 8.22) свидетельствуют, что слой оксида алюминия, первоначально имевший толщину  $\sim 7$  мкм, несколько уменьшился и модифицировался. При этом наглядно видно на микрофотографиях, что царапины на поверхности дюралюминия не исчезли, хотя, зачастую, многие вновь возникшие дефекты образовались в слое оксида над этими царапинами. То есть на поверхности собственно металла практически не наблюдались следы разрушающего воздействия излучения.

В то же время, на рисунке 8.21 наглядно видно, что зона 2 выше, чем зона 3 на  $\sim 10$  мкм, что превышает исходную величину слоя оксида. Это кажущееся противоречие можно объяснить следующим образом: вследствие газодинамических процессов в плазменном факеле, значительная доля испарённого оксида  $Al_2O_3$  конденсируется на периферии облучаемой области, образуя зону 2. Так как процессы остывания расплава и конденсации испарённого вещества происходят в течение нескольких микросекунд, то в поверхностном слое оксида алюминия материал претерпевает разнообразные структурные изменения, приводящие к образованию многочисленных промежуточных модификаций в цепи фазовых превращений  $\gamma-Al_2O_3 \rightarrow \alpha-Al_2O_3$  [420].

Полученные результаты коррелируют с данными работы [422], в которой исследовано взаимодействие излучения импульса  $CO_2$ -лазера с аэрозольными частицами оксида алюминия диаметром 0,7 мкм. При длительности импульса 3 мкс для их испарения необходима плотность мощности излучения  $\sim 1 - 5$  МВт/см<sup>2</sup>.

## Выводы

1. Оптимизируя параметры зеркал резонатора, удалось значительно улучшить параметры выходного излучения импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  – лазера.

2. Разработаны и созданы монокристаллические германиевые окна диаметром 420 мм которые были успешно испытаны в составе экспериментального 4-хлучевого лазерного комплекса.

3. На объекте, удалённом на 263 м, экспериментально получено в условиях реальной трассы когерентное сложение излучения 2-х импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров.

4. Используя наработанные в главах 2 – 7 методики изучения оптической стойкости лазерных зеркал проведено исследование особенностей взаимодействия импульса  $\text{CO}_2$  – лазера с поверхностью оксидированного дюралюминия. Показано, что излучение пиковой части лазерного импульса поглощается в тонком слое оксида алюминия, нагревая его до температуры кипения. Эти данные необходимо учитывать при отработке технологии резки поверхности изделий из алюминия или его сплавов излучением  $\text{CO}_2$  – лазера. Кроме того, полученные данные позволили предложить технологию модификации поверхности пассивированных сплавов алюминия с целью нанесения декоративных или маркирующих рисунков или надписей [А50].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решена крупная научная проблема по разработке физических основ применимости оптических материалов для изготовления реальных зеркал мощных импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров и особенностей их эксплуатации. Впервые проведено комплексное исследование возможности получения предельно возможных значений оптической стойкости реальных материалов для оптики, в первую очередь – резонаторной, мощных импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров.

Сформулирован единый методический подход к исследованию оптической стойкости таких различающихся между собой материалов, как медь и её сплавы, поликристаллический алмаз, полупроводниковые, щёлочно-галогенидные и некоторые другие ионные монокристаллы.

Воздействие излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера на эти материалы производилось в условиях максимально приближенных к реальным. Размеры облучённой зоны в большинстве экспериментов составляли  $\sim 1 \text{ см}^2$ . Эксперименты проводились как на образцах материалов, серийно производимых промышленностью, так и на уникальных, специально изготовленных. Целенаправленно поставленные физические эксперименты сочетались с многолетним мониторингом резонаторных зеркал двух активно эксплуатировавшихся мощных импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров с выходной энергией до 820 Дж в импульсе длительностью 4 – 5 мкс.

Развёрнутые выводы по результатам исследований приведены в конце каждой главы, а здесь кратко резюмированы основные результаты работы.

1. Показано, что в монокристаллах  $\text{LiF}$ ,  $\text{CaF}_2$ , и в поликристаллах  $\text{MgF}_2$  (КО-1) экспериментально измеренное значение коэффициента поглощения  $\beta(\nu)$  в диапазоне 8 – 12 мкм подчиняется теоретической зависимости – правилу Урбаха. Это позволяет с довольно высокой точностью рассчитывать величину  $\beta$  на коротковолновом краю фундаментальной полосы поглощения, в области малой прозрачности.

2. Впервые исследовано влияние изотопической чистоты монокристаллов германия на фонные пики поглощения в ИК - области. Обнаружено, что решёточные



пики поглощения на частотах  $\nu - 850, 755, 650 \text{ см}^{-1}$ , наблюдаемые в монокристаллах германия природного изотопического состава, в моноизотопных кристаллах сдвигались, причём в монокристаллах  $^{70}\text{Ge}$  наблюдался рост частоты полосы поглощения -  $\nu$ , а в  $^{74}\text{Ge}$   $\nu$  уменьшался по сравнению с монокристаллами природного изотопического состава.

3. Впервые проведено комплексное исследование реальной оптической стойкости большинства материалов прозрачной силовой оптики  $\text{CO}_2$  - лазеров. Показано, что при плотности мощности излучения  $\geq 10^7 \text{ Вт/см}^2$  в большинстве случаев основной причиной повреждения оптического элемента является плазма низкопорогового пробоя воздуха, возникающего у поверхности образца, в которой поглощается периферийная часть воздействующего лазерного импульса.

4. Впервые теоретически и экспериментально исследованы нелинейные потери при прохождении излучения с плотностью мощности  $10^7 \div 4 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$  через прозрачные материалы. Обнаружена и обоснована экспоненциальная зависимость потерь излучения в кристалле от ширины запрещённой зоны материала, объясняемая поглощением излучения на генерируемых «горячих» неравновесных носителях заряда.

5. Проведенный анализ повреждений оптических элементах из германия показал, что излучением мощного импульса  $\text{CO}_2$  - лазера повреждается только приповерхностный слой материала. Лавинный пробой в приповерхностном слое германия приводит к генерации неравновесных носителей заряда, которые поглощают часть излучения и предохраняют объём материала от повреждения.

6. Впервые систематически исследован и объяснён процесс возникновения объёмных полостей в щёлочно-галогидных кристаллах (ЩГК) при воздействии лазерного импульса. Получены зависимости размера «лазерных пор» в различных ЩГК от условий воздействия, параметров воздействующего лазерного импульса, энергии кристаллической решётки. Изучена кинетика термического отжига возникших в ЩГК «лазерных пор», предложен и экспериментально подтверждён механизм их залечивания.

7. Впервые исследовано влияние конгломератов точечных дефектов, полученных путём воздействия ионизирующей радиации; целенаправленным введением в кристалл различных примесей, последующей термообработкой, на процесс «лазерного» порообразования в ЩГК.

8. Впервые обнаружен эффект аномального массопереноса при облучении сплава медь - хром импульсом  $\text{CO}_2$  - лазера с плотностью мощности  $\sim 10^6 \div 10^7 \text{ Вт/см}^2$  в

направлении перпендикулярном лазерному лучу. Зафиксирована миграция большеугловых границ зерен, формирование блочной структуры, а также «растворение» частиц хрома в матрице, что возможно лишь при аномальном увеличении коэффициента диффузии (на несколько порядков). Результат объяснён передачей энергии лазерного импульса в упругую волну.

9. Впервые показано, что при длительной эксплуатации зеркал из меди и её сплавов возможно создание условий лазерной очистки рабочей поверхности, что в сочетании с последующей химической обработкой позволяет не только сохранить в процессе эксплуатации оптическое качество зеркал, но даже несколько увеличить коэффициент отражения по сравнению со свежеполированной поверхностью.

10. Проведено исследование особенностей взаимодействия импульса  $\text{CO}_2$  – лазера с поверхностью оксидированного дюралюминия. Впервые показано, что коэффициент поглощения излучения  $\text{CO}_2$  – лазера в оксиде алюминия составляет  $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$  и пиковая часть лазерного импульса поглощается в тонком слое оксида, нагревая его до температуры кипения.

11. Благодаря комплексной модернизации, в том числе оптимизации параметров зеркал резонатора, удалось значительно увеличить выходную энергию излучения импульсного электроразрядного  $\text{CO}_2$  – лазера. Получено КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения до 22%. Полный КПД установки достигал 13%, а удельный съём энергии излучения 51 Дж/л. Эти результаты являются рекордными для подобных лазеров.

12. Впервые исследована оптическая стойкость образцов окон и зеркал из поликристаллического алмаза (ПА), получаемого химическим осаждением из газовой фазы, при воздействии излучения непрерывного волоконного иттербиевого лазера ( $\lambda=1,07 \text{ мкм}$ , мощность до 10 кВт). Установлено, что водоохлаждаемые алмазные окна и зеркала способны выдерживать воздействие излучением с мультимегаваттной плотностью мощности. Впервые обнаружено, что даже при перепаде температур между центром окна (зеркала) и водоохлаждаемым краем, составляющем сотни градусов, качество распределения лазерного луча, прошедшего через окно в таких условиях, не ухудшалось, что позволяет эффективно корректировать неизбежно возникающую тепловую линзу.

13. Путём использования разработанных оптических элементов на реальной трассе длиной 263 м экспериментально получено когерентное сложение излучения 2-х импульсных CO<sub>2</sub> – лазеров на удалённом объекте.

14. Впервые разработаны, изготовлены и успешно испытаны монокристаллические германиевые окна диаметром 420 мм, которые были использованы в составе уникального 4-хлучевого лазерного комплекса.

Глубоко признателен профессорам И.А. Каплунову, Р.Е. Ровинскому, М.П. Шаскольской, чл. – корр. РАН В.И Конову. Приятно вспомнить полезные дискуссии с профессорами Г.Г. Долговым-Савельевым, Б.Т. Федюшиным, А.А. Бакеевым, а также с сотрудниками руководимых ими подразделений НПО «Астрофизика».

Очень признателен сотрудникам Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Запорожского титано - магниевого комбината, Харьковского ВНИИ Монокристаллов, ЛОМО, Тверского ГУ, МИСиС и ряда других предприятий, предоставившим уникальные образцы для проведения работы.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Н.П. Андреевой, В.В. Аполлонову, С.М. Аранчий, Е.Е. Ашкинази, И.К. Бабаеву, З.Е. Багдасарову, Ю.М. Васьковскому, А.Д. Дроботу, В.Н. Дроздову, М.И. Жаворонкову, Н.С. Захарову, В.М. Иванову, С.Г. Казанцеву, С.Ю. Казанцеву, В.Н. Козлову, А.С. Кореневу, М.И. Крымскому, О.М. Кугаенко, Д.И. Левинзону, Е.Н. Линину, Б.И. Макшанцеву, В.В. Моршакову, Р.М. Овнаныну, А.Ф. Поповичу, В.М. Пятакову, В.Г. Ральченко, М.В. Рогожину, В.М. Розенбергу, М.В. Рузину, Е.П. Рыкун, Т.И. Самойловой, М.Д. Теплицкому, Н.А. Тищенко, А.Л. Трайнину, М.Ю. Турскому, С.А. Филину, К.Н. Фирсову, И.С. Цениной, А.В. Шалимовой, Э.Г. Шейхету, В.И. Ямпольскому за творческое участие при выполнении совместных работ.

**Основные результаты диссертационной работы опубликованы в следующих печатных работах:**

#### **Монографии:**

А1. Атаманюк, В. М. Взаимодействие лазерного излучения с материалами оптико-электронной техники / В. М. Атаманюк, О. В. Володин, И. В. Дяченко, Н. С. Захаров, А. Ф. Коваленко, А. В. Козлов, С. А. Комаров, Т. А. Михайлова, А. В. Никонов, **В. Е.**

**Рогалин, М. В. Сахаров, И. П. Суханов, Я. А. Суханов, А. В. Федичев.** - Сергиев Посад.: ЦФТИ МО РФ, 2004. – 176 с.

А2. Захаров, Н. С. Стойкость оптических кристаллов к воздействию широкоапертурного инфракрасного лазерного излучения / Н. С. Захаров, **В. Е. Рогалин.** - Сергиев Посад.: 12 ЦНИИ МО, 2009. - 229 с.

**Статьи в журналах, включённых в списки ВАК, Web of Science, Scopus:**

А3. **Рогалин, В. Е.** Моделирование процессов проскальзывания на границе на бикристаллах хлористого серебра / **В. Е. Рогалин, А. В. Шалимова, М. П. Шаскольская** // Изв. АН СССР, сер. Физическая. - 1976. – Т. 41. - № 7. - С. 1537 - 1541.

А4. Левинзон, Д. И. Исследование монокристаллов профильного германия, облучённых импульсным CO<sub>2</sub> – лазером / Д. И. Левинзон, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин, Е.П. Рыкун, А.Л. Трайнин, И. С. Ценина, Э. Г. Шейхет** // Изв. АН СССР, сер. Физическая. – 1979. - Т. 43. - № 9. - С. 2001 - 2005.

А5. Ровинский, Р. Е. Изменение структуры сплава медь-хром, облучённого импульсом CO<sub>2</sub> – лазера / Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин, В. М. Розенберг, М. Д. Теплицкий** // Физ. и хим. обраб. матер. – 1980. - № 3. - С. 7 - 11.

А6. **Рогалин, В. Е.** О взаимодействии импульса ИК- излучения с центрами окраски в NaCl / **В. Е. Рогалин, Н. А. Тищенко, М. П. Шаскольская** // ЖТФ. – 1980. - Т. 50. - № 5. - С. 1077 - 1079.

А7. **Рогалин, В. Е.** Кинетика отжига пор, возникающих при точечном микровзрыве в объёме кристалла / **В. Е. Рогалин, Т. И. Самойлова, М. П. Шаскольская** // Кристаллография. – 1980. – Т. 25. - № 5. - С. 1100 - 1101.

А8. **Рогалин, В. Е.** О порообразовании в щёлочно-галогидных монокристаллах под действием импульса электромагнитного излучения / **В. Е. Рогалин, Т. И. Самойлова, Н. А. Тищенко, М. П. Шаскольская** // ФТТ. – 1980. – Т. 22. - № 12. – С. 3549 - 3554.

А9. Ровинский, Р. Е. Оптические свойства и области применения полупроводниковых монокристаллов германия / Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин, В. А. Шершель** // Изв. АН СССР, сер. Физическая. – 1983. – Т. 47. - № 2. - С. 432 - 435.

А10. Аполлонов, В. В. Мощный электроразрядный CO<sub>2</sub> - лазер с добавками в смесь легкоионизируемых веществ / В. В. Аполлонов, Ю. М. Васьковский, М. И. Жаворонков, А. М. Прохоров, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин, Н. Д. Устинов, К. Н.**

Фирсов, И. С. Ценина, В. А. Ямщиков // Квант. Электроника. – 1985. – Т. 12. - № 1. - С. 5 - 9.

A11. Макшанцев, Б. И. Влияние диэлектрических образований на поверхности металла на оптический пробой / Б. И. Макшанцев, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин** // Квант. Электроника. – 1985. - Т. 12. - № 1. - С. 22 - 28.

A12. Андреев, С. А. Перспективные направления исследований в области эффективной транспортировки лазерных пучков через фазоискажающие среды / С. А. Андреев, Н. П. Андреева, М. С. Барашков, И. М. Бельдюгин, В. К. Демкин, В. Л. Евстигнеев, В. Н. Жегалин, М. И. Крымский, К. В. Митин, **В. Е. Рогалин**, А. М. Серегин, А. С. Степанов, М. А. Талалаев, В.В. Филатов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2010. - № 5. - С. 23 – 43.

A13. **Рогалин, В.Е.** Стойкость алмазной оптики в луче мощного волоконного лазера / **В.Е. Рогалин**, Е.Е. Ашкинази, А.Ф. Попович, В.Г. Ральченко, В.И. Конов, С.М. Аранчий, М.В. Рузин, С.А. Успенский // Известия высших учебных заведений. Матер. электрон. техники. – 2011. - № 3. - С. 41 - 44.

A14. **Рогалин, В. Е.** Влияние поглощающих микронеоднородностей на оптическую стойкость щелочно-галогидных монокристаллов / **В.Е. Рогалин** // Изв. РАН, сер. Физическая. – 2012. - Т. 76. - № 11. – С. 1346 – 1358.

A.15. **Рогалин, В. Е.** Поликристаллические алмазы; новые перспективы силовой оптики и электроники / **В. Е. Рогалин**, С. М. Аранчий // Интеграл. – 2012. - № 5 (67). - С. 7 – 9.

A16. **Рогалин, В. Е.** Прозрачные материалы для мощных импульсных CO<sub>2</sub> – лазеров /**В. Е. Рогалин** // Известия высших учебных заведений. Матер. Электрон. техники. -2013. - № 2. - С. 11 - 18.

A17. **Рогалин, В. Е.** Оптическая стойкость медных зеркал для мощных импульсных ТЕА CO<sub>2</sub> – лазеров / **В. Е. Рогалин** // Материаловедение. – 2013. - № 9. - С. 34 - 42.

A18. **Рогалин, В. Е.** Исследование влияния изотопической чистоты на оптические свойства германия / **В. Е. Рогалин**, И. С. Ценина, И. А. Каплунов // Научно-техн. ведомости С-Пб. Гос. политех. ун-та. -2013. - № 4-1 (183). - С. 353 – 358.

A19. **Рогалин, В. Е.** Оптические свойства металлических зеркал для CO<sub>2</sub> – лазеров / **В. Е. Рогалин**, И. А. Каплунов // Изв. Сочинского гос. ун-та. - 2013. - № 4-2 (28). - С. 120 - 127.

A20. Каплунов, И. А. Исследование возможности лазерно-химической очистки металлических поверхностей / И. А. Каплунов, **В. Е. Рогалин**, С. А. Филин // Цветные металлы. - 2014. - № 7. – С. 72 – 75.

A21 **Rogalin, V. E.** Experimental Study of Coherent Summation of Radiation from Two Widely Aperture Pulsed CO<sub>2</sub> – lasers / **V. E. Rogalin**, I. A. Kaplunov, I. K. Babaev, Ju. M. Vaskovsky, M. I. Zhavoronkov, V. M. Ivanov, A. S Korenev // J. of nano - and electronic physics. – 2014. -V. 6. - № 3. – P. 03004 (3pp).

A22. Каплунов, И. А. О фундаментальном поглощении фторидов кальция, магния, лития в области 8–12 мкм / И. А. Каплунов, **В. Е. Рогалин**, И. С. Ценина // Оптика и спектроскопия. – 2014. – Т. 117. - № 4. - С. 590 – 592.

A23. Каплунов, И. А. Влияние примесного и изотопического состава монокристаллического германия на оптическое пропускание в области 520 – 1000 см<sup>-1</sup> / И. А. Каплунов, **В. Е. Рогалин**, М. Ю. Гавалян // Оптика и спектроскопия. – 2015. Т. 118. - № 2. - С. 254 – 260.

A24. Аранчий, С. М. О возможности создания проекционной рентгеновской фотолитографической технологии, / С. М. Аранчий, К. М. Крымский, М. И. Крымский, **В. Е. Рогалин** // Радиотехника и электроника. – 2015. - Т. 60. - № 3. - С. 325 - 328.

#### Публикации в других изданиях:

A25. Куликов, В. Г. Прохождение излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера через полупроводниковые кристаллы / В. Г. Куликов, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин**, А. А. Холодилов // Тез. докл. IV Всес. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л-д, 1978. – С. 243 - 244.

A26. Ровинский, Р. Е. Прохождение излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера через диэлектрические кристаллы / Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин**, А. А. Холодилов, В. М. Чутко // Тез. докл. IV Всес. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л-д, 1978. – С. 321 - 322.

A27. Ровинский, Р. Е. О нелинейном поглощении импульса излучения  $\text{CO}_2$  - лазера при его прохождении через оптические материалы / Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин** // Тез. докл. V Всес. совещания «Нерезонансное взаимодействие оптического излучения с веществом». Л-д, 1981. - С. 346 - 347.

A28. Левинзон, Д. И. Поглощение ИК - излучения в германии / Д. И. Левинзон, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин**, Е. П. Рыкун, И. С. Ценина, В. А. Шершель // Сб. «Материалы IX Совещания по получению профилированных кристаллов и изделий способом Степанова и их применение в народном хозяйстве». Л-д, 1982. - С. 123 - 126.

A29. Бабаева, Н. А. Нелинейные процессы при отражении импульса излучения 10,6 мкм от поверхности металла / Н. А. Бабаева, З. Е. Багдасаров, Р. Е. Ровинский, **В. Е. Рогалин**, И. С. Ценина // Тез. докл. VI Всес. конф. «Нерезонансное взаимодействие оптического излучения с веществом». Вильнюс, 1984. - С. 302 - 303.

A30. Дробот, А. Д. Деградация и восстановление медных зеркал импульсного  $\text{CO}_2$  – лазера / А.Д. Дробот, М. К. Ильин, Р. М. Овнанян, **В. Е. Рогалин**, С. А. Филин, В. И. Ямпольский В.И. // Электронная техника, сер. Лаз. техн. и оптоэлектрон. – 1990. - вып. 2(54). - С. 49 - 51.

A31. **Рогалин, В. Е.** Поликристаллические алмазы - новый материал для силовой оптики и электроники / **В. Е. Рогалин** // Матер. конф. VII Межд. Форума «Высокие технологии XXI века - 2006». Москва, 2006. - С. 169 - 172.

A32. Валуев, В. В. Реализация согласованных СВЧ нагрузок с большой мощностью рассеяния (500 Вт и более) на теплоотводах из поликристаллических алмазов / В. В. Валуев, А. П. Васильев, В. Н. Дроздов, В. Н. Козлов, В. И. Конов, А. Ф. Попович, В. М. Пятаков, В. Г. Ральченко, **В. Е. Рогалин** // Научн. вестн. МИРЭА. – 2008. - № 2 (5). - С.4 - 10.

A33. **Рогалин, В.Е.** Поликристаллические алмазы - новый конструкционный материал для силовой оптики и электроники / **В. Е. Рогалин** // Матер. конф. V Межд. форума «Лазерные и оптические системы и технологии». Москва, 2009. – С. 12 – 18.

A34. **Рогалин, В. Е.** Оптическая стойкость прозрачных материалов для мощных импульсных  $\text{CO}_2$  – лазеров / **В. Е. Рогалин** // Сб. статей «Лазерно – оптические системы и технологии». М., ФГУП «НПО Астрофизика», 2009. - С. 70 – 77.

A35. **Рогалин, В. Е.** Новые перспективы для силовой оптики и электроники после создания технологии получения поликристаллических алмазов / **В. Е. Рогалин**, С. М.

Аранчий // Матер. XVII Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2011. - С. 93 – 99.

А36. **Рогалин, В. Е.** Термооптические эффекты в алмазной пластине, облучаемой мощным волоконным лазером / **В. Е. Рогалин**, Е. Е. Ашкинази, А. Ф. Попович, В. Г. Ральченко, В. И. Конов, В. Г. Каменев, С. М. Аранчий, М. В. Рузин, С. А. Успенский // Матер. XVIII Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2012. - С. 262 – 264.

А37. Крымский, М. И. Расчет высокоэффективного генератора 2-й гармоники CO<sub>2</sub> - лазера на кристаллах теллура с использованием теплоотводов из поликристаллического алмаза / М. И. Крымский, К. В. Митин, **В. Е. Рогалин**, С. М. Аранчий, Д. С. Парамонов // Матер. XIX всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2013. - С. 219 – 225.

А38. Крымский, М. И. Пути повышения эффективности дискового лазера за счет использования алмазных теплоотводов / М. И. Крымский, **В. Е. Рогалин**, С. М. Аранчий, М. В. Рогожин // Матер. XIX всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2013. - С. 226 – 231.

А39. **Рогалин, В. Е.** Лазерно-химическая очистка металлических поверхностей / **В. Е. Рогалин**, С. А. Филин // Вестник ТвГУ, серия «Химия». – 2013. - Вып. 18. - С. 68 - 73.

А40. Аранчий, С. М. О возможности создания лазерно-плазменного излучателя для рентгеновской фотолитографии / С. М. Аранчий, М. И. Крымский, К. М. Крымский, **В. Е. Рогалин** // Труды XX всероссийской конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2014. – С. 108 - 112.

А41. Каплунов, И. А. Влияние изотопической чистоты на оптическое пропускание германия / И. А. Каплунов, **В. Е. Рогалин**, М. Ю. Гавалян // Сб. докл. VI Межд. Конгресса «Цветные металлы и минералы». Красноярск, 2014. - С. 651 - 658.

А42. Рогожин, М. В. Моделирование термомеханических процессов в выходном окне высокоомощного CO<sub>2</sub>-лазера / М. В. Рогожин, **В. Е. Рогалин**, М. И. Крымский // Международный научно-исследовательский журнал. - 2015. – №7 (38) – Часть 2. – С. 33 - 40.



A43. **Рогалин, В. Е.** Оптические свойства сапфира в области 10 мкм /**В. Е. Рогалин, И. А. Каплунов, И. С. Ценина, М. С. Андреева** // Материалы XXI Всерос. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». Краснодар, 2015. – С. 55 - 61.

A44. Разработка технологии получения силовой оптики из поликристаллического алмаза для мощных лазеров: итоговый научно-технический отчет о НИР, шифр «Алмаз-Л», рег. № 122/1. М. 2010. – 104 с.

#### **Изобретения:**

A45. Турский, М. Ю. Способ финишной обработки полупроводниковых элементов / М. Ю. Турский, В. Ф. Пахомов, Н. Г. Потоскаева, **В. Е. Рогалин** // Авторское свидетельство СССР. - № 1127475. - 1984.

A46. Дробот, А. Д. Способ очистки оптической поверхности изделий из металлов и их сплавов / А. Д. Дробот, М. К. Ильин, Э. А. Нарусбек, **В. Е. Рогалин, С. А. Филин, В. И. Ямпольский** // Патент РФ на изобретение. - № 2049155. - Бюл. Изобр. № 33. - 1995.

A47. Дробот, А. Д. Способ очистки поверхности изделий из металлов и их сплавов / А. Д. Дробот, М. К. Ильин, **В. Е. Рогалин, С. А. Филин, В. И. Ямпольский** // Патент РФ на изобретение. - № 2070621. - Бюл. Изобр. № 35. - 1996.

A48. Валуев, В. В. Мощная микрополосковая нагрузка / В. В. Валуев, А. П. Васильев, В. Н. Дроздов, В. Н. Козлов, В. И. Конов, А. Ф. Попович, В. М. Пятаков, В. Г. Ральченко, **В. Е. Рогалин** // Патент РФ на полезную модель. - № 81850. - Заявка № 2008141259. - Приоритет полезной модели 20 октября 2008.

A49. Рогожин, М. В. Мощный лазер / М. В. Рогожин, **В. Е. Рогалин, М. И. Крымский** // МКИ H 01 S 3/08, заявка №2015131054 от 27.07.2015.

A50. **Рогалин, В. Е.** Способ лазерной маркировки изделия из алюминия или его сплава / **В. Е. Рогалин, С. А. Филин, О. М. Кугаенко, Е. Е. Ашкинази, Н. А. Рогалина** // МКИ В 32 В 15/04; В 23 К 26/00; В 23 К 26/18; В 23 К 26/40; В 41 М 5/24, заявка № 2015139965 от 21.09.2015.

A51. Каплунов, И. А. Способ определения оптической однородности в прозрачных материалах / И. А. Каплунов, **В. Е. Рогалин, С. А. Третьяков, Н. А. Рогалина** // МКИ G01N 21/84, G01N 21/21 Заявка на патент № 2015121076 от 03.06.2015 г.).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Витteman, В. CO<sub>2</sub> - лазер / В. Витteman. - М. : Мир, 1990. - 360 с.
2. Баранов, Г.А. Мощные импульсные CO<sub>2</sub> - лазеры высокого давления и их применения / Г. А. Баранов, А. А. Кучинский // Квантовая электроника. - 2005. - Т. 35. - № 3. - С. 219 - 229.
3. Бычков, Ю. И. Импульсный CO<sub>2</sub> - лазер с энергией излучения 5 кДж / Ю. И. Бычков, Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, Б. М. Ковальчук, Г. П. Кузьмин, Ю. А. Курбатов, В. И. Манылов, Г. А. Месяц, В. М. Орловский, А. М. Прохоров, А. М. Рыбалов // Письма в ЖТФ. - 1976. - Т. 2. - № 5. - С. 212 - 216.
4. Бабаев, И. К. Мощные CO<sub>2</sub> - и CO - лазеры / И. К. Бабаев, В. В. Синайский, А. И. Финогенов // Сб. «Лазерные и оптические системы». - М.: ГНЦ НПО Астрофизика, 1994. - С. 64 - 71.
5. Haberberger, D. S. Fifteen terawatt picosecond CO<sub>2</sub> - laser system / D. Haberberger, S. Tochitsky, C. Joshi // Opt. Express. - 2010 - V. 18 - № 17. - P. 17865 - 17875.
6. Ашурлы, З. И. Электроразрядный импульсный CO<sub>2</sub> - лазер для исследовательских целей / З. И. Ашурлы, Ю. М. Васьковский, И. А. Гордеева, Л. В. Малышев, Р. Е. Ровинский, А. А. Холодилов // Квантовая электроника. - 1980. - Т. 7. - № 7. - С. 1456 - 1460.
7. Звелто, О. Физика лазеров / О. Звелто. - М. : Мир, 1979. - 558 с.
8. Месяц, Г. А. Импульсные газовые лазеры / Г. А. Месяц, В. В. Осипов, В. Ф. Тарасенко. - М. : Наука, 1991. - 272 с.
9. Месяц, Г. А. Мощные импульсные лазеры на плотных газах / Г. А. Месяц, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. - 2003. - Т. 33. - № 7. - С. 568 - 580.
10. Хомич, В. Ю. Основы создания систем электроразрядного возбуждения мощных CO<sub>2</sub> -, N<sub>2</sub> - и F<sub>2</sub> - лазеров / В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков. - М. : Физматлит, 2014. - 164 с.
11. Летохов, В. С. Мощные лазеры и их применение. / В. С. Летохов, Н. Д. Устинов. - М. : Советское радио, 1980. - 112 с.

12. Дацкевич, Н. П. Мощный импульсный CO<sub>2</sub> - лазер с неустойчивым резонатором / Н. П. Дацкевич, Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, Б. М. Ковальчук, Ю. Б. Конев, Н. Н. Кононов, И. В. Кочетов, Г. П. Кузьмин, Г. А. Месяц, С. М. Никифоров, В. Г. Певгов, А. М. Прохоров // Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - № 2. - С. 457 - 460.
13. Appolonov, V. V. 5-kJ CO<sub>2</sub> - laser for investigation of laser-guided discharges in a long air gaps / V. V. Appolonov, G. G. Baitsur, K. N. Firsov et al // Proc. of International Forum «Advanced High-Power Lasers and Applications». (АНPLA-99), Osaka, Japan. - 1999. - P. 63.
14. Долгов-Савельев, Г. Г. Широкоапертурный CO<sub>2</sub> - лазер с накачкой объёмным несамостоятельным разрядом при коротком импульсе ионизации / Г. Г. Долгов-Савельев, В. А. Ипатов, В. С. Корнишин, В. В. Перебейнос, В. С. Столбов // Квантовая электроника. - 1991. - Т. 18. - № 1. - С. 15 - 19.
15. Павловский, А. И. Электроразрядный CO<sub>2</sub> - лазер с объёмом активной области 0,28 м<sup>3</sup> / А. И. Павловский, В. Ф. Басманов, В. С. Босамыкин, В. В. Горохов, В. И. Карелин, П. Б. Репин // Квантовая электроника. - 1987. - Т. 14. - № 2. - С. 428 - 430.
16. Ананьев, Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / Ю. А. Ананьев. - М. : Наука, 1990. - 263 с.
17. Польский, Ю. Е. Оптические резонаторы мощных газовых лазеров / Ю. Е. Польский // Сб. «Итоги науки и техники», сер. Радиотехника. - М.: ВИНТИ, 1980. - Т. 21. - С. 118 - 232.
18. Быков, Г. П. Лазерные резонаторы / Г. П. Быков, О. О. Силичев. - М. : Физматлит, 2003. - 383 с.
19. Шмаков, В. А. Силовая оптика / В. А. Шмаков. - М. : Наука, 2004. - 318 с.
20. Apollonov, V. V. Power optics / V. V. Apollonov // Quantum Electronics. - 2014. - V. 44. - № 2. - P.102 - 121.
21. Технологические лазеры : справочник в 2-х томах / Под ред. Г. А. Абельситова. - М. : Машиностроение, 1991. - Т. 1. - 431 с. - Т. 2. - 543 с.
22. Nowak, K. M. CO<sub>2</sub> - laser drives extreme ultraviolet nano-lithography - second life of mature laser technology / K. M. Nowak, T. Ohta, T. Suganuma, J. Fujimoto, H. Mizoguchi, A. Sumitani, A. Endo // Opto - electronics review. - 2013. - V. 21. - № 4. - P. 345 - 354.
23. Tochitsky, S. Ya. Generation of megawatt-power terahertz pulses by noncollinear difference-frequency mixing in GaAs / S. Ya. Tochitsky, J. E. Ralph, C. Sung, C. Joshi // J.

Appl. Phys. - 2005. - V. - P. 26101 (1-3).

24. Аполлонов, В. В. Высокочастотный импульсно-периодический режим генерации в мощных широкоапертурных лазерах / В. В. Аполлонов, В. В. Кийко, В. И. Кислов, А. Г. Суздальцев, А. Б. Егоров // Квантовая электроника. - 2003. - Т. 33. - № 9. - С. 753 - 757.

25. Свечников, М. Б. Лучевая прочность диэлектрических покрытий в диапазоне длин волн  $0,25 \div 1,06$  мкм / М. Б. Свечников. - С.-Пб. : ВНЦ ГОИ им. С. И. Вавилова, 1992. - 213 с.

26. Sparks, M. High-power 2-to-6  $\mu\text{m}$  window materials figures of merit with edge cooling and surface absorption included / M. Sparks, H. E. Chow // Appl. Phys. - 1974. - V. 45. - № 4. - P. 1510 - 1517.

27. Sparks, M. Recent developments in high-power infrared window research / M. Sparks // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1972. - P. 172 - 175.

28. Sparks, M. Pressure-induced optical distortion in laser windows / M. Sparks, M. Gottis // Appl. Phys. - 1973. - V. 44. - № 2. - P. 787 - 794.

29. Bennett, H. E. Thermal distortion thresholds for optical trains handling high pulse powers / H. E. Bennett // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». - Boulder, Colorado, 1976. - P. 11 - 24.

30. Deutsch, T. F. Laser window materials - an overview / T. F. Deutsch // J. of Electronic Materials. - 1975. - V. 4. - № 4. - P. 663 - 719.

31. Bendow, B. Optical properties of infrared transmitting materials / B. Bendow // J. Electron. Mater. - 1974. - V. 3. - № 1. - P. 101 - 135.

32. Newman, B. F. Optical materials for high-power lasers: recent achievements / B. F. Newman // Laser Focus. - 1982. - V. 18. - № 2. - P. 53 - 56.

33. Patel, B. S. Optical suitability of window materials for  $\text{CO}_2$  - lasers / B. S. Patel // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 5. - P. 1232 - 1235.

34. Marsh, J. Infrared optical materials for 8 - 13  $\mu\text{m}$  / J. Marsh, J. Savage // Infrared Phys. - 1974. - V. 14. - № 12. - P. 85 - 91.

35. Бронников, А. Д. Проходные оптические элементы для технологических  $\text{CO}_2$  - лазеров. / А. Д. Бронников, С. Н. Вальковский, А. В. Горбунов, Н. В. Классен, М. П. Кулаков // Изв. АН СССР, сер. Физическая. - 1983. - Т. 47. - В. 8. - С. 1527 - 1532.

36. Карлов, Н. В. Оптические материалы для CO<sub>2</sub> - лазеров / Н. В. Карлов, Е. В. Сисакян // Изв. АН СССР, сер. Физическая. - 1980. - Т. 44. - № 8. - С. 1631 - 1638.
37. Sparks, M. Temperature and frequency dependence of infrared absorption as a diagnostic tool / M. Sparks // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V. 23. - № 7. - P. 368 - 369.
38. Sparks, M. Theory of infrared absorption and material failure in crystals containing inclusions / M. Sparks, C. J. Duthler // Appl. Phys. - 1973. - V. 44. - № 7. - P. 3038 - 3045.
39. Sparks, M. Theory of multiphonon absorption in insulating crystals / M. Sparks, L. J. Sham // Phys. Rev. B. - 1973. - V. B 8. - № 6. - P. 3037 - 3048.
40. Sparks, M. Temperature dependence of multiphonon infrared absorption / M. Sparks, L. J. Sham // Phys. Rev. Lett. - 1973. - V. 31. - № 11. - P. 714 - 717.
41. Hardy, J. R. Determination of the origin of the 10,6  $\mu\text{m}$  absorption in CO<sub>2</sub> - laser window materials / J. R Hardy, B. S. Agrawal // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V. 22. - № 5. - P. 236 - 237.
42. Bois, D. Free carrier absorption at 10,6  $\mu\text{m}$  in GaAs / D. Bois, P. Leyral, C. Schiller // J. Electron. Mater. - 1976. - V. 5. - № 2. - P. 275 - 286.
43. Klein, P. H. Potassium bromide for infrared laser window crystal growth, chemical polishing and optical absorption / P. H. Klein, J. W. Davisson, J. A. Harrington // Mat. Res. Bull. - 1976. - V. 11. - № 10. - P. 1335 - 1342.
44. Duthler, C. J. Extrinsic absorption in 10,6  $\mu\text{m}$  laser - window materials due to molecular ion impurities / C. J. Duthler // Appl. Phys. - 1974. - V. 45. - № 6. - P. 2668 - 2671.
45. Patten, F. W. Impurity - induced infrared absorption in alkali halide CO<sub>2</sub> - laser windows / F. W. Patten., R. M. Garney, M. Hass // Mat. Res. Bull. - 1971. - V. 6. - № 12. - P. 1321 - 1324.
46. Magee, T. J. The effect of illumination on the 10,6  $\mu\text{m}$  absorption coefficient of electron - irradiated single crystal KCl / T. J. Magee, N. M. Johnson, J. Peng // Phys. Status Solidi A. - 1976. - V. 33. - № 1. - P. 415 - 419.
47. Flannery, M. Diffraction theory of absorbing windows / M. Flannery, J. Marburger // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1974. - P. 31 - 38.
48. Namjoshi, K. V. Infrared absorption due to multiphonon processes on the transparent regime of solids / K. V Namjoshi, S. S. Mitra // Phys. Rev. B. - 1974. - V. B 9. - № 2. - P. 815 - 822.

49. Bendow, B. Multiphonon absorption in highly transparent semiconducting crystals / B. Bendow, H. G. Lipson, S. P. Yukon // *Phys. Rev. B.* - 1977. - V. B 16. - № 6. - P. 2684 - 2693.
50. Hordvik, A. Measurement techniques for small absorption coefficients: recent advances / A. Hordvik // *Appl. Opt.* - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2827 - 2833.
51. Flannery, M. Extrinsic absorption in infrared laser window materials / M. Flannery, M. Sparks // *Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials»*. Washington: NBS Spec. Publ., U.S. Government Printing office, 1977. - № 509. - P. 3 - 23.
52. Bennett, H. S. Absorption coefficients of highly transparent solids: photoacoustic theory for cylindrical configurations / H. S. Bennett, R. A. Forman // *Appl. Opt.* - 1976. - V. 15. - № 5. - P. 1313 - 1321.
53. Harrington, J. A. Temperature dependence of multiphonon absorption / J. A. Harrington, M. Hass // *Phys. Rev. Lett.* - 1973. - V. 31. - № 11. - P. 710 - 714.
54. Hass, M. Residual absorption in infrared materials / M. Hass, B. Bendow // *Appl. Opt.* - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2882 - 2890.
55. Bendow, B. Residual lattice absorption in semiconducting crystals: frequency and temperature dependence / B. Bendow, H. G. Lipson, S. P. Yukon // *Appl. Opt.* - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2909 - 2913.
56. Duthler, C. J. Extrinsic absorption in laser window materials / C. J. Duthler, M. Sparks // *Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials»*. Boulder, Colorado, 1974. - P. 219 - 226.
57. Hordvik, A. Studies of absorption in MID IR laser window materials / A. Hordvik, B. Bendow, H. G. Lipson, L. H. Skolnik, R. N. Brown // *Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials»*. Boulder, Colorado, 1976. - P. 50 - 57.
58. Boyer, L. L. Multiphonon absorption in ionic crystals / L. L. Boyer, J. A. Harrington, M. Hass, H. B. Rosenstock // *Phys. Rev. B.* - 1975. - V. B 11. - № 4. - P. 1665 - 1680.
59. Deutsch, T. F. Absorption coefficient of infrared laser window materials / T. F. Deutsch // *J. Phys. Chem. Solids.* - 1973. - V. 34. - № 12. - P. 2091 - 2104.
60. Deutsch, T. F. The 10,6  $\mu\text{m}$  absorption of KCl / T. F. Deutsch // *Appl. Phys. Lett.* - 1974. - V. 25. - № 2. - P. 109 - 112.

61. Оксман, Я. А. Измерение поверхностного ИК - поглощения полупроводниковых кристаллов / Я. А. Оксман, А. А. Семёнов // Письма в ЖТФ. - 1976. - Т. 2. - № 4. - С. 165 - 169.
62. Крутякова, В. П. Измерение поглощения широкозонных полупроводниковых материалов в области 10 мкм по их температурному излучению / В. П. Крутякова, Я. А. Оксман // Оптико-механическая промышленность. - 1976. - № 4. - С. 65 - 68.
63. Rosenstock, H. B. Analysis of laser calorimetric data / H. B. Rosenstock, M. Hass, D. A. Gregory, J. A. Harrington // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2837 - 2842.
64. Harrington, J. A. Measuring the infrared absorption in the film coatings / J. A. Harrington, M. Braunstein, J. E. Rudisill // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2843 - 2846.
65. Rockwell, D. A. Theory of acoustic surface-wave detection of radiative absorption / D. A. Rockwell, J. H. Parks // Appl. Phys. - 1976. - V. 47. - № 7. - P. 2889 - 2897.
66. Rockwell, D. A. Studies of radiative absorption at KCl surfaces using acoustic techniques / D. A. Rockwell, J. H. Park // Appl. Phys. - 1976. - V. 47. - № 9. - P. 4213 - 4216.
67. Miles, P. A. Static profile calorimetry of laser materials / P. A. Miles // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2897 - 2901.
68. Weil, R. Calculation of small optical absorption coefficients from calorimetric data / R. Weil // Appl. Phys. - 1970. - V. 41. - № 7. - P. 3012 - 3014.
69. Bernal, E. G. Heat flow analysis of laser absorption calorimetry / E. G. Bernal // Appl. Opt. - 1975. - V. 14. - № 2. - P. 314 - 321.
70. Lipson, H. G. Small absorption coefficient measurement by calorimetric and spectral emittance techniques / H. G. Lipson, L. H. Skolnik, D. L. Stierwalt // Appl. Opt. - 1974. - V. 13. - № 8. - P. 1741 - 1744.
71. Hass, M. Measurement of very low absorption coefficients by laser calorimetry / M. Hass, J. V. Davisson, H. B. Rosenstock, J. Babiskin // Appl. Opt. - 1975. - V. 14. - № 5. - P. 1128 - 1130.
72. Hordvik, A. Photoacoustic measurements of surface and bulk absorption in HF/DF laser window materials / A. Hordvik, L. H. Skolnik // Appl. Optics. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2919 - 2924.

73. Franke, J. Photoacoustic characterization of optical laser components for 10,6  $\mu\text{m}$  / J. Franke, P. Meja, G. Reisse // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1994. - P. 92 - 100.
74. Bennett, H. S. Photoacoustic spectroscopy: a measurement technique for low absorption coefficients / H. S. Bennett, R. A. Forman // Appl. Opt. - 1977 - V. 16. - № 11. - P. 2834 - 2836.
75. Skolnik, L. H. Laser Doppler interferometry for measuring small absorption coefficient / L. H. Skolnik, A. Hordvik, A. Kahan // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V. 23. - № 8. - P. 477 - 479.
76. Allen, S. D. Bulk and surface calorimetric measurements at CO wavelengths / S. D. Allen, J. E. Rudisill // Appl. Optics. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2914 - 2918.
77. Hass, M. Residual absorption in infrared materials / M. Hass, B. Bendow // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2882 - 2890.
78. Rosenstock, H. B. Infrared bulk and surface absorption by nearly transparent crystals / H. B. Rosenstock, D. A. Gregory, J. A. Harrington // Appl. Optics. - 1976. - V. 15. - № 9. - P. 2075 - 2079.
79. Сисакян, Е. В. Поглощение излучения 10,6 мкм высокочистым германием / Е. В. Сисакян, М. И. Гинзбург, В. П. Гришин, Э. С. Миленин // ОМП. - 1980. - № 7. - С. 29 - 31.
80. Bishop, P. J. Absorption coefficient of Ge at 10,6  $\mu\text{m}$  / P. J. Bishop, A. F. Gibson // Appl. Opt. - 1973. - V. 12. - № 11. - P. 2549 - 2550.
81. Copron, E. D. Absorption coefficient as a function of resistance for optical germanium at 10,6  $\mu\text{m}$  / E. D. Copron, O. L. Brill // Appl. Opt. - 1973. - V. 12. - № 3. - P. 569 - 572.
82. Гравель, Л. А. Инфракрасное поглощение полуизолирующего арсенида галлия / Л. А. Гравель, Ю. Б. Новиков, Ю. Г. Джарашинели // ФТП. - 1976. - Т. 10. - № 12. - С. 2261 - 2265.
83. Дарвойт, Т. И. Исследование некоторых свойств кристаллов КРС в 10-микронной области спектра / Т. И. Дарвойт, Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, И. С. Лисицкий, Е. В. Сисакян // Квантовая электроника. - 1975. - Т. 2. - № 4. - С. 765 - 772.



84. Lipson, H. G. Impurity absorption in CVD ZnSe / H. G. Lipson // *Appl. Opt.* - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2902 - 2908.
85. Rowe, J. M. Temperature dependence of surface and bulk absorption in NaCl and KCl at 10,6  $\mu\text{m}$  / J. M. Rowe, J. A. Harrington // *Phys. Rev. B.* - 1976. - V. B 14. - № 12. - P. 5442 - 5450.
86. Rowe, J. M. Extrinsic absorption in KCl and KBr at CO<sub>2</sub> - laser frequencies / J. M. Rowe, J. A. Harrington // *Appl. Phys.* - 1976. - V. 47. - № 11. - P. 4926 - 4929.
87. Lipson, H. G. Molecular-impurity absorption in KCl for infrared laser windows / H. G. Lipson, J. J. Larkin, B. Bendow, S. S. Mitra // *J. Electron. Mater.* - 1975. - V. 4. - № 1. - P. 1 - 26.
88. Harrington, J. A. Infrared absorption in chemical laser window materials / J. A. Harrington, D. A. Gregory, W. F. Otto // *Appl. Opt.* - 1976. - V. 15. - № 8. - P. 1953 - 1959.
89. Hass, M. Infrared absorption in low-loss KCl single crystals near 10,6  $\mu\text{m}$  / M. Hass, J. V. Davisson, P. H. Klein, L. L. Bouer // *Appl. Phys.* - 1974. - V. 45. - № 9. - P. 3959 - 3964.
90. Lipson, H. G. Round robin on calorimetric measurement of 10,6  $\mu\text{m}$  absorption in KCl / H. G. Lipson, P. A. Ligor // *Elect.-Opt. System. Design.* - 1978. - № 11. - P. 56 - 62.
91. Спицин, В. И. Влияние радиации на оптические свойства высокоомных монокристаллов Ge, GaAs и ZnSe / В. И. Спицин, А. И. Рябов, Н. С. Стельмах, Г. Н. Пирогова // *Изв. АН СССР, сер. Неорг. Матер.* - 1977. - Т. 13. - № 1. - С. 27 - 30.
92. Miles, P. A. Temperature dependence of multiphonon absorption in zinc selenide / P. A. Miles // *Appl. Opt.* - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2891 - 2896.
93. McGill, T. C. Infrared absorption in ionic insulators due to multiphonon processes / T. C. McGill, R. W. Hellwarth, M. Mangir, H. W. Winston // *J. Phys. Chem. Sol.* - 1973. - № 34. - P. 2105 - 2115.
94. Pohl, D. W. Multiphonon absorption in NaF / D. W. Pohl, P. F. Meir // *Phys. Rev. Lett.* - 1974. - V. 32. - № 2. - P. 58 - 61.
95. Posen, H. Double-doped alkali halide laser window / H. Posen, N. Klausutis, J. Bruce, J. A. Adamski, J. R. Weiner, J. R. Kulin // *Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials»*. Boulder, Colorado, 1976. - P. 82 - 86.
96. Горилецкий, В. И. Автоматизированное вытягивание из расплава крупногабаритных щёлочно-галогидных монокристаллов / В. И. Горилецкий, В. А.

Неменов, В. Г. Проценко, А. В. Радкевич, Л. Г. Эйдельман // Расширенные тезисы VI Межд. конф. по росту кристаллов. М., 1980. - Т. 3. - С. 17 - 19.

97. Артюшенко, В. Г. Кристаллы галогенидов таллия с малыми оптическими потерями / В. Г. Артюшенко, Э. П. Бочкарёв, С. А. Воронина, Г. Г. Главин, В. Ф. Голованов, Т. И. Дарвойт, Е. И. Дианов, Ю. В. Кормилицин // Квантовая электроника. - 1980. - Т. 7. - № 8. - С. 2037 - 2039.

98. Панков, Ж. Оптические процессы в полупроводниках / Ж. Панков. - М. : Мир, 1973. - 456 с.

99. Зеегер, К. Физика полупроводников / К. Зеегер. - М. : Мир, 1977. - 615 с.

100. Мосс, Т. Оптические свойства полупроводников / Т. Моос. - М. : ИЛ, 1961. - 420 с.

101. Воронкова, Е. М. Оптические материалы для инфракрасной техники / Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров. - М. : Наука, 1965. - 335 с.

102 Ржанов, А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников / А. В. Ржанов. - М. : Наука, 1971. - 480 с.

103. Ильин, В. В. Ионная бомбардировка диэлектриков и её применения в оптической технологии / В. В. Ильин, А. С. Клейменов, А. Ф. Первеев // ОМП. - 1972. - № 12. - С. 53 - 58.

104. House, R. A. Efficacy of ion polishing optical surfaces / R. A. House, F. R. Bettis, A. H. Guenther // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 6. - P. 1486 - 1488.

105. Cormer, J. I. Effect of ion beam polishing on alkali-halides laser-window materials / J. I. Cormer, C. V. Collins // Mat. Res. Bull. - 1974. - V. 9. - № 4. - P. 1531 - 1542.

106. Алешин, И. В. Влияние химической обработки на порог оптического пробоя поверхности стекол / И. В. Алешин, Л. В. Александрова, А. М. Бонч-Бруевич, Я. А. Имас, А. К. Яркинд // ЖТФ. - 1975. - Т. 45. - № 1. - С. 200 - 203.

107. Алексеев, В. А. Силовая лазерная оптика / В. А. Алексеев, Э. А. Нарусбек, В. И. Ямпольский // Научно - техн. сб. «Лазерные и оптические системы». Москва, 1994. - С. 124 - 130.

108. Soileau, M. J. 10,6  $\mu\text{m}$  pulsed laser damage studies of diamond turned KCl window surface / M. J. Soileau, J. M. Bennett, J. O. Porteus, W. Faith, J. Jermigan, T. T. Saito // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1976. - P. 149 - 157.

109. Davisson, J. W. Surface finishing of alkali halides / J. W. Davisson // J. Mat. Sci. - 1974. - № 9. - P. 1701 - 1704.

110. Билибин, С. В. Влияние параметров оптической обработки и процесса естественного старения на глубину нарушенного слоя и лучевую прочность поверхности монокристаллов KCl / С. В. Билибин, В. Н. Егоров, А. А. Кацнельсон, В. И. Ковалев, Н. С. Колесова, Ю. С. Сидоров, Н. Л. Ткаченко, Ф. С. Файзуллов // Квантовая электроника. - 1982. - Т. 9. - № 9. - С. 1912 - 1915.

111. Воробьёв, А. А. Центры окраски в щёлочно-галогидных кристаллах / А. А. Воробьёв. - Томск. : ТГУ, 1968. - 265 с.

112. Schulman, J. H. Color centers in solids / J. H. Schulman, W. S. Compton. -New York. : Pergamon Press, 1963. - 368 p.

113. Apostol, I. D. Absorption coefficient measurements of KCl by using a pulsed CO<sub>2</sub> - laser radiation source / I. D. Apostol, E. Cojocary, V. Griordanescu, I. N. Mihailescu, L. C. Nistor, V. Teodorescu // Rev. Roum. Phys. - 1977. - V. 22. - № 8. - P. 881 - 883.

114. Meja, P. Locally resolved absorption measurements on laser-pulse-damaged NaCl at 10,6 μm / P. Meja, G. Reisse, J. Franke // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1994. - P. 200 - 207.

115. Бломберген, Н. Электрический пробой в твердых телах под действием лазерного излучения / Н. Бломберген // Квантовая электроника. - 1974. - Т. 1. - № 4. - С. 786 - 805.

116. Колдунов, М. Ф. Эффективность различных механизмов лазерного разрушения прозрачных твёрдых тел / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. - 2002. - Т. 32. - № 7. - С. 623 - 628.

117. Колдунов, М. Ф. Механическое разрушение прозрачных твёрдых тел лазерными импульсами разной длительности / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. - 2002. - Т. 32. - № 4. - С. 335 - 340.

118. Маненков, А. А. Проблемы физики взаимодействия мощного лазерного излучения с прозрачными твёрдыми телами в области сверхкоротких импульсов / А. А. Маненков // Квантовая электроника. - 2003. - Т. 33. - № 7. - С. 639 - 644.

119. Гарнов, С. В. Многофотонное возбуждение и рекомбинация неравновесных носителей заряда в широкозонных кристаллах при воздействии пикосекундных

лазерных импульсов : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.21 / Гарнов Сергей Владимирович. - М., 2001. - 279 с.

120. Власов, Р. А. О механизме ударной ионизации при световом пробое прозрачных диэлектриков / Р. А. Власов, К. П. Григорьев, И. М. Канторович, Г. С. Романов // ФТТ. - 1973. - Т. 15. - № 2. - С. 444 - 448.

121. Епифанов, А. С. Теория лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках под действием электромагнитного поля / А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров // ЖЭТФ. - 1976. - Т. 70. - № 2. - С. 728 - 734.

122. Меднис, П. М. Возбуждение лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках под действием импульса света / П. М. Меднис, В. М. Файн // ЖЭТФ. - 1972. - Т. 62. - № 2. - С. 812 - 819.

123. Колдунов, М. Ф. Механизмы и основные закономерности лазерного разрушения прозрачных твердых тел, обусловленного поглощающими включениями : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.21 / Колдунов Модест Федорович. - М., 2001. - 243 с.

124. Manenkov, A. A. Fundamental mechanisms of laser induced damage in optical materials: today's state of understanding and problems / A. A. Manenkov // Opt. Eng. - 2014. - V. 53. - № 1 - P. 010901.

125. Епифанов, А. С. Процесс развития лавинной ионизации в твердых прозрачных диэлектриках под действием импульсов мощного лазерного излучения / А. С. Епифанов // ЖЭТФ. - 1974. - Т. 67. - № 5 (11). - С. 1805 - 1817.

126. Захаров, С. И. О лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках при интенсивности оптического излучения, близкой к порогу пробоя / С. И. Захаров // ЖЭТФ. - 1975. - Т. 68. - № 6. - С. 2167 - 2176.

127. Епифанов, А. С. Частотная и температурная зависимости лавинной ионизации в твердых телах под действием электромагнитного поля / А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров // Письма в ЖЭТФ. - 1975. - Т. 21. - № 8. - С. 483 - 486.

128. Епифанов, А. С. Теория лавинной ионизации в твердых телах под действием электромагнитного поля / А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров // Труды ФИАН. - 1978. - Т. 101. - С. 87 - 129.

129 Yablonovitch, E. Optical dielectric strength of alkali-halide crystals obtained by laser-induced breakdown / E. Yablonovitch // Applied Physics Letters. - 1971. - V. 19. - № 11. - P. 495 - 497.

130. Горшков, Б. Г. Лазерное разрушение щелочно-галогидных кристаллов / Б. Г. Горшков, Ю. К. Данилейко, А. С. Епифанов, В. А. Лобачев, А. А. Маненков, А. В. Сидорин // Препринт ФИАН № 174. - 1976. - 48 с.

131. Горшков, Б. Г. Исследование механизмов разрушения ионных кристаллов под действием импульсного лазерного излучения наносекундного диапазона / Б. Г. Горшков // Труды ФИАН. - 1982. - Т. 137. - С. 81 - 134.

132. Горшков, Б. Г. Лазерное разрушение щелочно-галогидных кристаллов / Б. Г. Горшков, Ю. К. Данилейко, А. С. Епифанов, В. А. Лобачев, А. А. Маненков, А. В. Сидорин // ЖЭТФ. - 1977. - Т. 72. - № 3. - С. 1171 - 1181.

133. Tand, C. C. Re-examination of laser-induced breakdown in the alkali halides at 10,6  $\mu\text{m}$  / C. C. Tand, K. M. Leung, M. Bass // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Washington. NBS Spec. Publ., U.S. Government Printing office, 1976. - № 462. - P. 346 - 349.

134. Медведев, Ю. А. О влиянии рекомбинационных процессов на развитие лавинной ионизации вещества под действием интенсивного светового излучения / Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин // ЖТФ. - 1979. - Т. 49. - № 2. - С. 323 - 332.

135. Воробьев, А. А. Электрический пробой и разрушение твёрдых диэлектриков / А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. - М. : Высшая школа, 1966. - 224 с.

136. Zeitz, F. On the theory of electron multiplication in crystals / F. Zeitz // Physical Review. - 1949. - V. 76. - № 9. - P. 1376 - 1393.

137. Колдунов, М. Ф. Взаимосвязь характеристик лазерного разрушения в статистической теории / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. - 2000. - Т. 30. - № 7. - С. 592 - 596.

138. Дацкевич, Н. П. Оптическая прочность ИК - материалов для импульсных  $\text{CO}_2$  - лазеров при больших пятнах облучения / Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, А. А. Нестеренко, Е. В. Сисакян / Краткие сообщения по физике. - 1983. - № 6. - С. 3 - 7

139. Казанцев, С. Г. Разработка способов повышения оптической стойкости ИК - материалов и создание окна ввода-вывода излучения мощного широкоапертурного ТЕА  $\text{CO}_2$  - лазера : дис. ... канд. тех. наук : 01.04.10 / Казанцев Сергей Геннадьевич. - М., 1984. - 189 с.

140. Казанцев, С. Г. Лазерная стойкость перспективных материалов силовой оптики / С. Г. Казанцев // Изв. ВУЗов. Физика. - 1998. - № 10. - С. 68 - 84.

141. Горшков, Б. Г. Размерный эффект и статистика лазерного разрушения ЦГК на длине волны 10,6 мкм / Б. Г. Горшков, Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, А. В. Сидорин // Квантовая электроника. - 1981. - Т. 8. - № 1. - С. 148 - 154.

142. Горбунов, А. В. Исследование процессов воздействия импульсного CO<sub>2</sub> - лазера на ионные кристаллы: дис. ... канд. физ. - мат. Наук : 01.04.07 / Горбунов Александр Васильевич - Черноголовка, 1984. - 120 с.

143. Алёшин, И. В. Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности / И. В. Алёшин, С. И. Анисимов, А. М. Бонч-Бруевич, А. В. Л. Комолов // ЖЭТФ. - 1976. - Т. 70. - № 4. - С. 1214 - 1218.

144. Горбунов, А. В. Пространственное и размерное распределение неоднородностей, инициирующих оптический пробой ЦГК на 10,6 мкм / А. В. Горбунов // Письма в ЖТФ. - 1982. - Т. 8. - В. 13. - С. 792 - 795.

145. Крутякова, В. П. Сопоставление кинетики роста рассеяния и вспышек свечения в щёлочно-галогидных кристаллах под действием импульсов излучения CO<sub>2</sub> - лазера / В. П. Крутякова, В. Н. Смирнов // ЖТФ. - 1979. - Т. 49. - № 12. - С. 2647 - 2651.

146. Apostol, I. D. Studiul comporturii haloge-nurilog alkaline ca materiale pentru componente optice passive ale laserilor cu CO<sub>2</sub> de putere / I. D. Apostol, V. Ghiordanescu, I. N. Mihailescu, L. C. Nistor, S. V. Nistor, V. Teodorescu, M. Voda // Studii si cercedri de fisica. - 1978. - V. 30. - № 6. - P. 601 - 616.

147. Apostol, I. D. Pulsed CO<sub>2</sub> - laser irradiation of KCl crystals / I. D. Apostol, L. C. Arsenovici, I. N. Mihailescu, I. M. Popescu // Rev. Roum. Phys. - 1975. - V. 20. - № 7. - P. 655 - 659.

148. Apostol, I. D. Optical microscopy study of damages produced by TEA CO<sub>2</sub> - laser irradiation / I. D. Apostol, L. C. Arsenovici, I. N. Mihailescu, V. S. Tatu, V. S. Teodorescu // Rev. Roum. Phys. - 1976. - V. 21. - № 7. - P. 671 - 676.

149. Данилейко, Ю. К. Статистические закономерности лазерного разрушения оптических материалов с дефектами / Ю. К. Данилейко // Препринт ФИАН № 55, М. 1989. - 25 с.

150. Данилейко, Ю. К. Роль поглощающих включений в механизме разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением / Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, А. М. Прохоров, В. Я. Хаимов-Мальков // ЖЭТФ. - 1972. - Т. 63. - № 3. - С. 1030 - 1036.

151. Bennett, H. S. Inclusion in laser materials / H. S. Bennett // J. Res. Nat. Bur. Stand. - 1971. - V. A75. - № 4. - P. 247 - 252.
152. Данилейко, Ю. К. О механизме лазерного разрушения прозрачных материалов, обусловленном тепловым взрывом поглощающих неоднородностей / Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло // Квантовая электроника. - 1978. - Т. 5. - № 1. - С. 194 - 195.
153. Косолюбов, С. Н. Ударный механизм диссипации энергии лазерного излучения в прозрачном диэлектрике, содержащем микровключения и примеси / С. Н. Косолюбов, Р. И. Соколовский, Е. Л. Тюрин // ЖТФ. - 1987. - Т. 48. - № 9. - С. 1986 - 1987.
154. Данилейко, Ю. К. Связь статистики лазерного разрушения твердых прозрачных материалов со статистикой структурных дефектов / Ю. К. Данилейко, А. В. Сидорин // Квантовая электроника. - 1979. - Т. 6. - № 12. - С. 256 - 259.
155. Сидорин, А. В. Исследование процессов объёмного разрушения полупроводников под действием импульсного лазерного излучения инфракрасного диапазона: дис. ... канд. физ. - мат. наук : 01.04.04 / Сидорин Андрей Владимирович. - М., 1979. - 146 с.
156. Hopper, R. W. Mechanism of inclusion damage in laser glass / R. W. Hopper, D. R. Uhlman // Appl. Phys. - 1970. - V. 41. - № 10. - P. 4023 - 4037.
157. Blombergen, N. Role of cracks pores and absorption inclusions on laser induced damage threshold at surfaces of transparent dielectrics / N. Blombergen // Appl. Optics. - 1973. - V. 12. - № 4. - P. 661 - 664.
158. Анисимов С. И. Роль поглощающих неоднородностей в оптическом пробое прозрачных сред / С. И. Анисимов, Б. И. Макшанцев // ФТТ. - 1973. - Т. 15. - № 4. - С. 1090 - 1095.
159. Петровский Г. Т. Крупногабаритные дисковые активные элементы из неодимового фосфатного стекла для мощных высокоэнергетических лазеров / Г. Т. Петровский, В. И. Арбузов, В. М. Волюнкин, С. Г. Лунтер, С. И. Никитина, В. Я. Пономарёв, А. Д. Семёнов, В. С. Сиразетдинов, Ю. К. Фёдоров, А. В. Чарухчев, В. С. Шашкин, А. В. Шашкин // Оптический журнал. - 2003. - Т. 70. - № 5. - С. 68 - 78.
160. Воробьев, А. А. Образование полостей при пробое ионных кристаллов / А. А. Воробьев, Л. Т. Мурашко // ФТТ. - 1972. - Т. 14. - № 1. - С. 256 - 259.

161. Ковалев, В. И. Исследование механизма пробоя на поверхности материалов ИК - оптики под действием излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера / В. И. Ковалев // Труды ФИАН. - 1982. - Т. 136. - С. 51 - 117.

162. Ковалёв, В. И. Возникновение непрозрачности и разрушение оптических материалов под действием импульсного лазера на двуокиси углерода / В. И. Ковалёв, В. В. Морозов, Ф. С. Файзуллоу // Квантовая электроника. - 1974. - Т. 1. - № 10. - С. 2172 - 2177.

163. Ковалёв, В. И. Влияние коротковолнового поглощения на порог объёмного разрушения кристаллов излучением импульсного CO<sub>2</sub> - лазера / В. И. Ковалёв, Ф. С. Файзуллоу // Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - № 2. - С. 455 - 457.

164. Ковалёв, В. И. Влияние адсорбированной воды на лучевую стойкость элементов ИК - оптики / В. И. Ковалёв, Ф. С. Файзуллоу // Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - № 3. - С. 587 - 595.

165. Ковалёв, В. И. Исследование механизма пробоя на поверхности материалов ИК - оптики под действием излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера : автореф. дис. ... канд. физ. - мат. наук : 01.04.21 / Ковалев Валерий Иванович - М., 1978. - 20 с.

166. Дарвойт, Т. И. Исследование стойкости кристаллов КРС-5 и КРС-6 к воздействию излучения импульсного CO<sub>2</sub> - лазера / Т. И. Дарвойт, В. И. Ковалёв, И. С. Лисицкий, В. С. Миронов, Ф. С. Файзуллоу // Квантовая электроника. - 1978. - Т. 5. - № 5. - С. 1043 - 1047.

167. Fradin, D. W. Comparison of laser-induced surface and bulk damage / D. W. Fradin, M. Bass // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V. 22. - № 4. - P. 157 - 159.

168. Crisp, M. D. Importance of Frenel reflections in laser surface damage of transparent dielectrics / M. D. Crisp, N. L. Boling, G. Dube // Appl. Phys. Lett. - 1972. - V. 21. - № 8. - P. 364 - 366.

169. Crisp, M. D. Laser-induced surface damage of transparent dielectrics / M. D. Crisp // IEEE J. Quant. Electron. - 1974. - V. QE-10. - № 1. - P. 57 - 62.

170. Boling, N. L. Laser-induced surface damage / N. L. Boling, M. D. Crisp, G. Dube // Appl. Opt. - 1973. - V. 12. - № 4. - P. 650 - 660.

171. Boling, N. L. Morphological asymmetry in laser damage of transparent dielectric surface / N. L. Boling, G. Dube, M. D. Crisp // Appl. Phys. Lett. - 1972. - V. 21. - № 10. - P. 487 - 489.



172. Барчуков, А. И. Исследование низкопорогового пробоя газов вблизи твёрдых мишеней излучением CO<sub>2</sub> - лазера / А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. А. Любин // ЖЭТФ. - 1974. - Т. 66. - № 3. - С. 965 - 982.

173. Голубев В. С. Плазмообразование при прохождении излучения CO<sub>2</sub> - лазера через прозрачные диэлектрики / В. С. Голубев, Л. И. Киселевский, В. Н. Снопко // Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - № 10. - С. 2120 - 2124.

174. Vas'kovsky, Yu. M. Plasma parameter determination formed under the influence of CO<sub>2</sub> - laser radiation on the obstacle in the air using optical methods / Yu. M. Vas'kovsky, I. A. Gordeeva, A. S. Korenev, R. E. Rovinsky, I. S. Cenina, I. P. Shirokova // SPIE «Optical Radiation Interaction with Mater». - 1990. - V. 1440. - P. 229 - 240.

175. Babaeva, N. A. Thresholds of plasma arising under the pulse CO<sub>2</sub> - laser radiation interaction with an obstacle in air and energetic balance of the process / N. A. Babaeva, Yu. M. Vas'kovsky, M. I. Zhavoronkov, R. E. Rovinsky, V. A. Rjabinkina // SPIE «Optical Radiation Interaction with Mater». - 1990. - V. 1440. - P. 260 - 269.

176. Конов, В. И. Оптический пробой газов вблизи поверхности твёрдых тел : автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.04 / Конов Виталий Иванович. - М., 1982. - 50 с.

177. Алиханов, А. Н. Воздействие лазерного излучения на конструкционные материалы / А. Н. Алиханов, А. А. Бакеев, Ю. М. Васьковский, М. Н. Поташкин, Р. Е. Ровинский, В. И. Яковлев // Научно-техн. сб. «Лазерные и оптические системы». - М., 1994. - С. 136 - 156.

178. Финкель, В. М. Физика разрушения / В. М. Финкель. - М. : Metallurgia, 1970. - 376 с.

179. Догадов, В. В. Исследование плазмы оптического пробоя и её воздействия на поверхность кристаллов NaCl и KCl / В. В. Догадов, В. Н. Смирнов // ЖТФ. - 1977. - Т. 47. - № 2. - С. 448 - 450.

180. Смирнов, В. Н. Образование трещин на поверхности щелочно-галогидных кристаллов под действием импульсов лазерного излучения и плазмы оптического пробоя / В. Н. Смирнов // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. «Взаимодействие оптического излучения с веществом». - Л., 1988. - С. 121.

181. Наумова, Н. Н. Растрескивание поверхности ЩГК под действием излучения сильноточного импульсного разряда / Н. Н. Наумова, А. М. Пухов, В. Н. Смирнов // ОМП. - 1989. - № 9. - С. 15 - 17.
182. Milam, D. Method and apparatus for determining the mechanism responsible for laser induced damage / D. Milam, R. A. Bradbury, R. H. Picard, M. Bass // Пат. США, кл. 356-239/G01№21/16/, № 3999865, заявл. 09.12.1974, опубл. 28.12.1976.
183. Петраков, В. С. Термомеханическая обработка материалов проходной оптики лазеров среднего ИК - диапазона: дис. ... канд. тех. наук : 05.27.06 / Петраков Валерий Сергеевич. - М., 2006. - 133 с.
184. Казанцев, С.Г. Проходная оптика мощных широкоапертурных импульсных лазеров среднего ИК диапазона : дис. д-ра тех. наук : 05.27.06 / Казанцев Сергей Геннадьевич. - М., 2002. - 242 с.
185. Блистанов, А. А. ЩГК как материал окон CO<sub>2</sub> - лазеров / А. А. Блистанов, С. Г. Казанцев, О. М. Кугаенко // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники.-2002.- № 1.-С. 4 – 15.
186. Казанцев, С. Г. Размерный эффект и лазерная стойкость материалов ИК оптики при больших пятнах облучения / С. Г. Казанцев // Квантовая электроника. - 1997. - Т. 24. - № 3. - С. 269 - 270.
187. Казанцев, С. Г. Влияние длительности лазерного импульса на оптическую стойкость материалов ИК - оптики / С. Г. Казанцев // Квантовая электроника. - 1997. - Т. 24. - № 3. - С. 271 - 273.
188. Казанцев, С. Г. Лазерный отжиг элементов проходной оптики широкоапертурных CO<sub>2</sub> - лазеров. / С. Г. Казанцев // Оптика атмосферы и океана. - 1997. - Т. 10. - № 11. - С. 1353 - 1355.
189. Казанцев, С. Г. Эволюция дефектной структуры ЩГК при пластической деформации крупногабаритных заготовок окон широкоапертурных CO<sub>2</sub> - лазеров / С. Г. Казанцев // Оптика атмосферы и океана. - 1998. - Т. 11. - № 2 - 3. - С. 166 - 170.
190. Блистанов, А. А. Лазерная стойкость деформационно-упрочнённых щёлочно-галогидных кристаллов / А. А. Блистанов, С. Г. Казанцев, О. М. Кугаенко // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. - 1998. - № 4. - С. 20 - 23.
191. Блистанов, А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики / А. А. Блистанов. - М. : МИСИС, 2000. - 432 с.

192. Казанцев, С. Г. Создание проходной оптики мощных ТЕА  $\text{CO}_2$  - лазеров и методы повышения лазерной стойкости материалов силовой ИК оптики / С. Г. Казанцев // Известия ВУЗов. Физика. - 2001.- Т. 44. - № 11. - С. 67 - 77.
193. Блистанов, А. А. Акустические кристаллы. Справочник / А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, Н. В. Переломова, Ф. Н. Стрижевская, В. В. Чкалова, М. П. Шаскольская. - М. : Наука, 1982. - 632 с.
194. Шаскольская, М. П. Кристаллография / М. П. Шаскольская. - М. : Высшая школа, 1984. - 386 с.
195. Pastor, R. C. Crystal growth in reactive atmosphere / R. C. Pastor, A. C. Pastor // Mat. Res. Bull. - 1975. - V. 10. - № 2. - P. 117 - 124.
196. Allen, S. D. Pulsed  $\text{CO}_2$  - laser damage studies of RAP grown KCl / S. D. Allen, M. Braunstein, C. Giuliani, V. Wang // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1974. - P. 66 - 75.
197. Voszka, R. Preparation and study of extremely pure NaF single crystals / R. Voszka, K. Raksanyi, I. Foldvari // Krist. Tech. - 1973. - V. 8. - № 12. - P. 1347 - 1356.
198. Серeda, О. В. Одномодовые световоды из кристаллов галогенидов серебра для среднего инфракрасного диапазона : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.21 / Серeda Олеся Васильевна. - Долгопрудный, 2008. - 65 с.
199. Young, P. A. Thin films for use on sodium chloride components of carbon dioxide lasers / P. A. Young // Thin Solid Films. - 1970. - V. 6. - P. 423 - 441.
200. Гороновский, Н. Т. Краткий справочник по химии / Н. Т. Гороновский, Ю. П. Назаренко, Е. Ф. Некряч. - Киев. : Наукова думка, 1974. - 984 с.
201. Сайт компании ООО «Абрис Оптикс» [электронный ресурс]. // URL <http://www.abris-optics.ru/> (дата обращения 06.12.2015).
202. Смирнов, Ю. М. Выращивание высокочистых крупногабаритных монокристаллов / Ю. М. Смирнов, И. А. Каплунов, А. И. Колесников, Г. Е. Родионова // Высокочистые вещества. - 1990. - № 6. - С. 213 - 216.
203. Каплунов, И. А. Влияние характеристик германия на рассеяние ИК излучения / И. А. Каплунов, А. И. Колесников // Поверхность. - 2002. - № 2. - С. 14 - 19.
204. Каплунов, И. А. Монокристаллы германия для инфракрасной техники: выращивание, дефекты структуры и оптические характеристики / И. А. Каплунов, Ю. М. Смирнов, А. Б. Долматов, А. И. Колесников // Перспективные материалы. - 2003. - Т. 10.

- № 4. - С. 35 - 41.

205. Смирнов, Ю. М. Монокристаллы германия для инфракрасной техники / Ю. М. Смирнов, И. А. Каплунов // *Материаловедение*. - 2004. - № 5. - С. 48 - 52.

206. Каплунов, И. А. Оптическая прозрачность кристаллического германия / И. А. Каплунов, Ю. М. Смирнов, А. И. Колесников // *Оптический журнал*. - 2005. - Т. 72. - № 2. - С. 61 - 68.

207. Каплунов, И. А. Рассеяние света монокристаллами германия и парателлурита / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, С. Л. Шайович, И. В. Талызин // *Оптический журнал*. - 2005. - Т. 72. - № 3. - С. 51 - 56.

208. Каплунов, И. А. Измерения коэффициентов ослабления света монокристаллами германия и парателлурита / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, И. В. Талызин, Л. В. Седова, С. Л. Шайович // *Оптический журнал*. - 2005. - Т. 72. - № 7. - С. 76 - 84.

209. Каплунов, И. А. Связь между механическими напряжениями и оптическими аномалиями в германии и парателлурите / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, К. П. Скоков, Р. М. Гречишкин, Л. В. Седова, С. А. Третьяков // *Оптический журнал*. - 2005. - Т. 72. - № 7. - С. 85 - 89.

210. Шайович, С. Л. Контроль рассеяния инфракрасного излучения в германии методом фотометрического шара / С. Л. Шайович, И. А. Каплунов, А. И. Колесников // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. - 2005. - Т. 71. - № 9. - С. 47 - 50.

211. Kaplunov, I. A. Methods for Measuring Light Scattering in Germanium and Paratellurite Crystals / I. A. Kaplunov, A. I. Kolesnikov, S. L. Shaiovich // *Crystallography Reports*. - 2005. - V. 50. - Suppl. 1. - P. 546 - 552.

212. Каплунов, И. А. Зависимости коэффициентов пропускания света кристаллами от их толщины / И. А. Каплунов // *Оптический журнал*. - 2005. - Т. 72. - № 12. - С. 59 - 65.

213.. Каплунов, И. А. Внутренние напряжения и дислокационная структура крупногабаритных монокристаллов германия для инфракрасной оптики / И. А. Каплунов // *Оптический журнал*. - 2006. - Т. 73. - № 2. - С. 85 - 91.

214. Каплунов, И. А. Измерение показателей ослабления света методом направленного пропускания / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, С. Л. Шайович, И. В. Талызин, Ю. М. Смирнов // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. - 2006. - Т.

72. - № 4. - С. 24 - 30.

215. Колесников, А. И. Распространение света в кристаллах при наличии рассеяния / А. И. Колесников, А. В. Шелопаев, И. А. Каплунов, И. В. Талызин, В. Н. Горшков // Прикладная физика. - 2009. - № 1. - С. 31 - 35.

216. Каплунов, И. А. Структурные дефекты в монокристаллах германия / И. А. Каплунов, А. В. Шелопаев, А. И. Колесников // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2010. - № 12. - С. 22 - 25.

217. Колесников, А. И. Влияние примесей на рассеяние излучения в кристаллическом германии / А. И. Колесников, А. Б. Залетов, И. А. Каплунов // Перспективы науки. - 2011. - № 3 (18). - С. 86 - 89.

218. Каплунов, И. А. Способ получения монокристаллов германия / И. А. Каплунов, Ю. М. Смирнов, И. К. Долгих // Б. И. Авторское свидетельство 1587959. Б. - 1990. - № 31. - С. 272.

219. Смирнов, Ю. М. Способ получения дискообразных монокристаллов германия. / Ю. М. Смирнов, И. А. // Б. И. Авторское свидетельство 1587959. - 1992. - № 25. - С. 234.

220. Смирнов, Ю. М. Способ выращивания монокристаллов / Ю. М. Смирнов, А. И. Колесников, И. А. Каплунов // Патент России № 2241792. - 2004.

221. Смирнов, Ю. М. Способ выращивания монокристаллов германия / Ю. М. Смирнов, И. А. Каплунов, А. И. Колесников // Патент России № 2261295. - 2005.

222. Каплунов, И. А. Способ выращивания монокристаллов германия / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, Ю. М. Смирнов // Патент России № 2304642. - 2007.

223. Каплунов, И. А. Способ выращивания профилированных монокристаллов германия / И. А. Каплунов, А. И. Колесников, И. Б. Каплунова // Заявка на патент № 2012120679. - 2012.

224. Коротаяев, В. В. Основы тепловидения / В. В. Коротаяев, Г. С. Мельников, С. В. Михеев, В. М. Самков, Ю. И. Солдатов. - С.-Пб. : ИТМО, 2012. - 123 с.

225. 19. Ллойд, Дж. Системы тепловидения / Дж. Ллойд. - М. : Мир, 1978. - 416 с.

226. Smith, J. L. Effects of laser flux on GaAs / J. L. Smith // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1973. - P. 103 - 106.

227. Догадов, В. В. Изменения пропускания вблизи края поглощения легированного арсенида галлия под действием импульсов излучения с длиной волны

10,6 мкм / В. В. Догадов, Б. А. Райхман, В. Н. Смирнов // Письма в ЖТФ. - 1975. - Т. 1. - № 5. - С. 251 - 255.

228. Николаев, И. В. Модуляция оптического излучения на длине волны 10,6 мкм / И. В. Николаев, М. М. Коблова // Квантовая электроника. - 1971. - № 2. - С. 57 - 64.

229. Проспект компании ООО «НН Оптика» [электронный ресурс]. // URL <http://www.ooo-nn-optica.ru/> (дата обращения 06.12.2015).

230. Каталог компании ООО «Электростекло» [электронный ресурс]. // URL <http://www.elektrosteklo.ru/> (дата обращения 01.10.2015).

231. Петровский, Г. Т. Оптические кристаллы / Г. Т. Петровский, И. А. Миронов, М. И. Мусатов // Оптический журнал. - 1993. - № 11. - С. 77 - 88.

232. Петровский, Г. Т. Оптические поликристаллы / Г.Т. Петровский, С. Н. Бороздин, В. А. Демиденко // Оптический журнал. - 1993. - № 11. - С. 88 - 93.

233. Гаврищук, Е. М. Оптические элементы из сульфида цинка и селенида цинка для инфракрасной техники / Е. М. Гаврищук, Э. В. Яшина // Оптический журнал. - 2004. - Т. 71. - № 12. - С. 24 - 31.

234. Гаврищук, Е. М. О механизме роста сульфида цинка из газовой фазы / Е. М. Гаврищук, Э. В. Яшина // Высокочистые вещества. - 1994. - № 5. - С. 36 - 39.

235. Лукьянов, А. Ю. Количественные измерения оптического поглощения в полированных пластинах ZnS на длине волны 10,6 мкм / А. Ю. Лукьянов, Е. М. Гаврищук, Р. В. Тюкаев // Оптика и спектроскопия. - 2003. - Т. 94. - № 1. - С. 25 - 31.

236. Гаврищук, Е. М. Влияние условий полирования на качество обработки оптических поверхностей элементов из селенида цинка для изделий, работающих в ИК - диапазоне / Е. М. Гаврищук, О. В. Тимофеев, В. В. Потелов, Б. Н. Сенник // Прикладная физика. - 2005. - № 5. - С. 107 - 111.

237. Гаврищук, Е. М. О морфологии поверхности слоев при газофазном осаждении / Е. М. Гаврищук, П. Л. Крупкин, Л. А. Кузнецов // Неорганические материалы. - 1997. - Т. 33. - № 11. - С. 1320 - 1324.

238. Щуров, А. Ф. Влияние газостатической обработки на упругие и оптические свойства поликристаллического CVD-ZnS / А. Ф. Щуров, Е. М. Гаврищук, В. Б. Иконников // Неорганические материалы. - 2004. - Т. 40. - № 4. - С. 400 - 403.

239. Gavrishchuk, E. M. CVD-growth of ZnS with subsequent hot isostatic pressing / E. M. Gavrishchuk, D. V. Savin, V. B. Ikonnikov // Surface & Coatings Technology. - 2007. - V.

201. - Р. 9385 - 9388.

240. Бредихин, В. И. Оптические потери в поликристаллическом ZnS, полученном CVD - методом / В. И. Бредихин, Е. М. Гаврищук, В. Б. Иконников, Э. В. Караксина, Л. А. Кеткова, С. П. Кузнецов, О. А. Мальшакова // Неорган. материалы. - 2009. - Т. 45. - № 3. - С. 276 - 282.

241. Караксина, Э. В. Получение и свойства поликристаллического сульфида цинка для ИК - оптики : дис. ... д-ра хим. наук : 02.00.01 / Караксина Элла Владимировна. - Нижний Новгород, 2004. - 283 с.

242. Гаврищук, Е. М. Новые мультиспектральные защитные окна, используемые на высокоскоростных носителях. / Е. М. Гаврищук, Е. А. Гарибин, П. Е. Гусев, А. А. Демиденко, А. А. Дунаев, С. В. Евдокимов, М. А. Крутов, С. В. Максин, И. А. Миронов, А. А. Перескоков, Н. С. Ракович, А. Н. Чиванов, М. Ф. Чурбанов // Тезисы докладов научно-практической конференции «Современные тенденции и принципы построения авиационных оптико-электронных систем». Екатеринбург, 2012. - С. 67 - 68.

243. Klein, C. A. ZnS, ZnSe and ZnS/ZnSe windows: their impact on FLIR system performance / C. A. Klein, B. diBenedetto, J. Pappis // Opt. Eng. - 1986. - V. 25. - № 4. - P. 519 - 531.

244. Гаврищук, Е. М. Твёрдые растворы халькогенидов цинка  $ZnS_xSe_{1-x}$  - новые перспективные материалы ИК - оптики / Е. М. Гаврищук, Д. В. Савин, В. Б. Иконников // Прикладная физика. - 2010. - № 1. - С. 62 - 65.

245. Фирцак, Ю. Ю. Диэлектрические покрытия для стабилизации параметров металлических отражателей / Ю. Ю. Фирцак, Н. Ю. Баран, Т. Н. Курочкина, А. А. Тарнай // Тез. докл. IV Всесоюзной конф. «Оптика лазеров». - Л., 1983. - С. 273 - 274.

246. Сайт компании ОАО «ЛЗОС» [электронный ресурс]. // URL <http://www.lzos.ru/> (дата обращения 07.12.2015).

247. Панасенко, В. В. Оптические покрытия для CO<sub>2</sub> - лазеров / В. В. Панасенко, И. С. Гайнутдинов, Н. Е. Залилова, В. А. Сапелкин, В. С. Нурумова // Тез. докл. IV Всесоюзной конф. «Оптика лазеров». - Л., 1983. - С. 275.

248. Волынец, Ф. К. Способы изготовления, структура и физико-химические свойства оптической керамики / Ф. К. Волынец // ОМП. - 1973. - № 9. - С. 48 - 61.

249. Егоров, А. С. Твердотельные лазеры с диодной накачкой на керамике, допированной ионами  $Nd^{3+}$  и  $Yb^{3+}$ . Методическое пособие / А. С. Егоров, А. П. Савикин. - Нижний Новгород. : НГУ, 2011. - 44 с.
250. Bowen, N. K. Polycrystalline alkali halides / N. K. Bowen, R. N. Singh, S. A. Kulin // *Mat. Res. Bull.* - 1973. - V. 8. - № 12. - P. 1389 - 1399.
251. Вальковский С. Н. Влияние примесей на свойства ЩГК, используемых в конструкционной оптике ИК - диапазона / С. Н. Вальковский, А. В. Горбунов, В. Н. Ерофеев // Препринт ИФТТ АН СССР, Черногловка, 1983. - 33 с.
252. Блистанов, А. А. Зависимость напряжения течения ЩГК от концентрации примесей / А. А. Блистанов, М. М. Тагиева, М. П. Шаскольская // Научн. сб. «Дефекты в оптических монокристаллах». - М., 1976. - № 88. - С. 4 - 10.
253. Блистанов, А. А. Упрочнение кристаллов хлористого калия под действием непрерывного лазерного излучения и пластической деформации / А. А. Блистанов, О. М. Кугаенко, М. М. Тагиева, Ю. А. Егоров, В. А. Ульянов // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. «Нерезонансное взаимодействие оптического излучения с веществом». - Вильнюс, 1984. - С. 238.
254. Armington, A. F. Strengthening of halides for infrared windows / A. F. Armington, H. Rosen, H. Lipson // *Elect. Mat.* - 1973. - V. 2. - № 2. - P. 127 - 135.
255. Becher, P. F. Strengthening effect in press forged KCl / P. F. Becher, R. W. Rice // *Appl. Phys.* - 1973. - V. 44. - № 6. - P. 2915 - 2916.
256. Сонин, А. С. Электрооптические кристаллы / А. С. Сонин, А. С. Василевская. - М. : Атомиздат, 1971. - 327 с.
257. Ральченко, В. Г. CVD-алмазы. Применение в электронике / В. Г. Ральченко, В. И. Конов // *Электроника. Наука, технология, бизнес.* - 2008. - № 4. - С. 58 - 67.
258. A. Zanger et al. *Phys. Rev. B*, 1977, V.15, No.10, P. 5049 – 5065
259. Природные алмазы России : научно-справочное изд. / Под ред. В. Б. Кваскова. - М.: Полярон, 1997. - 304 с.
260. Douglas-Hamilton, D. Diamond as a high-power laser window / D. Douglas-Hamilton, E. D. Hoad, J. R. M. Seitz // *J. Opt. Soc. Amer.* - 1974. - V. 64. - № 1. - P. 36 - 39.
261. Милашев, В. А. Алмаз. Легенды и действительность / В. А. Милашев. - Л. : Недра, 1981. - 159 с.



262. Ho, S. Prospects for large single crystal CVD diamond / S. Ho, C. S. Yan, Z. Liu, H. K. Mao, R. J Hemley // *Industrial Diamond Review*. - 2006. - V. 66. - P. 28 - 32.

263. Спицын, Б. В. Способ наращивания граней алмаза / Б. В. Спицын, Б. В. Дерягин // Авторское свидетельство №339134 (СССР) с приоритетом от 10.07.1956; Б. И. - 1980. - № 17. - С. 233.

264. Sussman, R. S. CVD diamond: a new engineering material for thermal, dielectric and optical applications / R. S. Sussman, J. R. Brandon, S. E. Coe, C. S. J. Pickles, C. G. Sweeney, A. Wasenczuk, C. J. H. Wort, C. N. Dodge // Сайт [www.e6.com](http://www.e6.com).

265. Лукьянов, А. Ю. Измерение оптического поглощения пластин поликристаллического CVD - алмаза фазовым фототермическим методом на длине волны 10.6 мкм / А. Ю. Лукьянов, В. Г. Ральченко, А. В. Хомич, Е. В. Сердцев, П. В. Волков, А. В. Савельев, В. И. Конов // *Квантовая электроника*. - 2008. - Т. 38. - № 12. - С. 1171 - 1178.

266. Sukhadolau, A. V. Thermal conductivity of CVD diamond at elevated temperatures / A. V. Sukhadolau, E. V. Ivakin, V. G. Ralchenko, A. V. Khomich, A. V. Vlasov, A. F. Popovich // *Diamond and Related Materials*. - 2005. - V. 14. - № 3 - 7. - P. 589 - 593.

267. Рат, В. Лазер CO<sub>2</sub> - рабочая лошадка / В. Рат // *Ритм*. - 2010. - № 2 (51). - С. 33 - 37.

268. Granson, V. Power Scaling Issues of Diffusion Cooled Annular CO<sub>2</sub> Lasers in the Multi-Kilowatt Region / V. Granson, Sh. Sumrain, P. Daniel, Fr. Villarreal, J. Deile // *Proc. of SPIE*. - 2008. - V. 6872. - P. 687209.

269. Кононенко, В. В. Создание на поверхности алмазных пленок антиотражающих микроструктур методом лазерного рисования / В. В. Кононенко, Т. В. Кононенко, В. И. Конов, С. П. Пименов, С. В. Гаронов, А. В. Тищенко, А. М. Прохоров, А. В. Хомич // *Квантовая электроника*. - 1999. - Т. 26. - № 1. - С. 158 - 162.

270. Parshin, V. V. Dielectric materials for gyrotron output windows / V. V. Parshin. // *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*. - 1994. - V. 15. - № 2. - P. 339 - 348.

271. Parshin, V. Vacuum tight CVD diamond windows for high-power infrared and millimeter waves devices / V. Parshin, V. Ralchenko, V. Batygin, R. Spörl, R. Heidinger, V. Konov, I. Leontiev, // *Proc. IV Inter. Symp. on Diamond Films and Related Materials*. Kharkov, Ukraine, 1999. - P. 343 - 347.

272. Винокуров, Н. А. Состояние дел и перспективы лазера на свободных электронах Сибирского центра фотохимических исследований / Н. А. Винокуров // Сб. трудов I рабочего совещания «Генерация и применение терагерцового излучения». Новосибирск, 2006. - С. 5 - 10.
273. Таблицы физических величин : справочник / Под ред. И. К. Кикоина. - М. : Атомиздат, 1976. - 1006 с.
274. Воробьёв, А. А. Механические и тепловые свойства щёлочно-галогидных монокристаллов / А. А. Воробьёв. - М. : Высшая школа, 1968. - 269 с.
275. Горелик, С. С. Материаловедение полупроводников и диэлектриков / С. С. Горелик, М. Я. Дашевский. - М. : МИСиС, 2003. - 480 с.
276. Simmons, Ed. G. Single crystal elastic constants and calculated aggregate properties / Ed. G. Simmons, H. Wang. - London : M.I.I. Press, 1979. - 370 p.
277. Weber, Marvin J. Handbook of optical materials / Marvin J. Weber. - London : The CRC Press, 2003. - 499 p.
278. Feldman, A. F. Characterization of infrared laser window materials in National Bureau of Standards / A. F. Feldman, I. Malitson, D. Horowitz, R. M. Waxler, M. Dadge // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1974. - P. 141 - 148.
279. Plass, W. Temperature dependence of reflectance and transmittance of CO<sub>2</sub> - laser optics / W. Plass, A. Giesen, H. Hügel // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Boulder, Colorado, 1994. - P. 186 - 196.
280. Redinoff, M. E. Refractive indices of infrared materials: 10,6  $\mu\text{m}$  ellipsometer measurements / M. E. Redinoff, M. Braunstein, O. M. Statsudd // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2849 - 2857.
281. Feldman, A. Photoelastic constants of potassium chloride at 10,6  $\mu\text{m}$  / A. Feldman, D. Horowitz, R. M. Waxler // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - № 11. - P. 2925 - 2930.
282. Можлевский, Б. М. Теплопроводность фторидов щелочноземельных металлов / Б. М. Можлевский, В. Ф. Тумпурова, А. Ф. Чудновский, Е. Д. Каплан, Л. М. Пучкина, В. М. Рейтеров // ИФЖ. - 1976. - Т. 30. - № 2. - С. 322 - 327.
283. Klein, C. A. Elastic properties of chemically vapor-deposited ZnS and ZnSe / C. A. Klein, C. B. Willingham // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials».

Washington: NBS Spec. Publ., U.S. Government Printing office, 1985. - № 697. - P. 137 - 140.

284. Klein, C. A. Stress-induced birefringence, critical window orientation and thermal lensing experiments / C. A. Klein // Proc. of symp. «Laser Induced Damage in Optical Materials». Washington: NBS Spec. Publ., U.S. Government Printing office, 1981. - № 620. - P. 117 - 128.

285. Tsay, Y. Theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals / Y. Tsay, B. Bendow, S. S. Mitra // Phys. Rev. B. - 1973. - V. B8. - № 6. - P. 2688 - 2696.

286. Глебов, В. Н. Интерференционное зеркало / В. Н. Глебов // Патент РФ № 2097802. - 1997.

287. Ledger, A. M. Inhomogeneous interface laser mirror coatings / A. M. Ledger // Applied Optics. - 1979. - V. 18. - № 17. - P. 2979 - 2989.

288. Сайт компании ЗАО «Тидекс» [электронный ресурс]. // URL <http://www.tydex.ru/> (дата обращения 06.12.2015).

289. Коншина, Е. А. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с защитными покрытиями  $\alpha$  - С:Н / Е. А. Коншина // ЖТФ. - 1998. - Т. 68. - № 9. - С. 59 - 66.

290. Коншина, Е. А. Особенности колебательных спектров алмазоподобных и полимерных плёнок  $\alpha$  - С:Н / Е. А. Коншина, А. И. Вангонен // ФТП. - 2005. - Т. 39. - В. 5. - С. 616 - 621.

291. Любарский, С. В. Зеркала из нетрадиционных для оптики материалов / С. В. Любарский // Оптический журнал. - 1996. - № 4. - С. 33 - 39.

292. Свойства элементов. Справочник. Часть 1. Физические свойства. Под ред. Г.В. Самсонова. - М. : Металлургия, 1976. - 599 с.

293. Сайт компании ООО «Лазер Хит» [электронный ресурс]. // URL <http://www.laser-hit.ru/> (дата обращения 07.12.2015).

294. Сайт компании ЗАО «Опто-Технологическая Лаборатория» [электронный ресурс]. // URL <http://www.optotl.ru/> (дата обращения 07.12.2015).

295. Сизенев, В. С. Оптические свойства полированного бериллия в условиях воздействия факторов космического пространства / В. С. Сизенев, И. Л. Струля, А. В. Григорьевский, В. М. Просвириков, В. Я. Менделеев, С. Н. Сковородько // Вопросы

атомной науки и техники. Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (95)». - 2010. - № 1. - С. 21 - 27.

296. Любарский, С. В. Термооптический стенд для тестирования крупногабаритной оптики в условиях глубокого охлаждения в вакууме / С. В. Любарский, Л. Ш. Олейников, В. Б. Григорьев, М. М. Чулков, А. Д. Шнырев // Оптический журнал. - 1997. - № 8. - С. 20 - 23.

297. Мирошников, М. М. Результаты и перспективы создания металлооптических элементов из бериллия и его сплавов / М. М. Мирошников, С. В. Любарский // Тез. докл. I Всесоюз. совещ. «Металлооптические элементы из бериллия». Киев, 1985. - С. 209 - 211.

298. Николаев, А. К. Медь и жаропрочные медные сплавы / А. К. Николаев, С. А. Костин. М. : ДПК Пресс, 2012. - 715 с.

299. Курик, М. В. Точность определения коэффициентов поглощения и отражения веществ / М. В. Курик // Журнал прикладной спектроскопии. - 1966. - Т. 4. - В. 3. - С. 275 - 278.

300. Мень, А. А. Теплопроводность и натуральный показатель поглощения поликристаллического фтористого магния / А. А. Мень, А. З. Чечельницкий, Ф. К. Вольнец, Е. П. Смирная // Оптико-механическая промышленность. - 1974. - № 1. - С. 41 - 43.

301. Sparks, M. J. Optical distortion by heated windows in high-power laser systems / M. J. Sparks // Appl. Phys. - 1971. - V. 42. - № 12. - P. 5029 - 5046.

302. ТУ 48-4-522-89. Кристаллы германия оптические. Технические условия.

303. ТУ 48-4-330-75 Германий монокристаллический для оптоэлектроники. Технические условия.

304. Несмелова, И. М. Зависимость коэффициента поглощения кристаллического германия в ИК - области спектра от удельного сопротивления / И. М. Несмелова, Н. И. Астафьев, Е. А. Несмелов // Оптический журнал. - 2007. - Т. 74. - № 1. - С. 88 - 92.

305. Померанчук, И. Я. О теплопроводности диэлектриков при температурах меньших дебаевской / И. Я. Померанчук // ЖЭТФ. - 1942. - Т. 12. - С. 245 - 254.

306. Померанчук, И. Я. Теплопроводность диэлектриков при высоких температурах / И. Я. Померанчук // ЖЭТФ, 1942, 12, С. 419.

307. Itoh, K. M. High Purity Isotopically Enriched  $^{70}\text{Ge}$  and  $^{74}\text{Ge}$  Single Crystals: Isotope Separation, Purification and Growth / K. M. Itoh, W. L. Hansen, E. E. Haller, J. W. Farmer, V. I. Ozhogin, A. Rudnev, A. V. Tikhomirov // *J. of Mater. Research.* - 1993. - V. 8. - P. 1341 - 1347.

308. Ожогин, В. И. Изотопический эффект в теплопроводности монокристаллов германия / В. И. Ожогин, А. В. Инюшин, А. Н. Талденков, А. В. Тихомиров, Г. Э. Попов, Ю. Халлер, К. Ито // *Письма в ЖЭТФ.* - 1996 - Т. 63. - В. 6. - С. 463 - 467.

309. Сайт компании ЗАО «Монокристалл» [электронный ресурс]. // URL <http://www.monocrystal.com/> (дата обращения 07.12.2015).

310. Мусатов, М. И. Техника и технология выращивания кристаллов сапфира методом ГОИ / М. И. Мусатов. - С.- Пб. : Изд-во Политехнического ун-та, 2013. - 470 с.

311. Гавриш, С. В. Теплофизические процессы в сапфировых колбах разрядных ламп / С. В. Гавриш // *Прикладная физика.* - 2010. - № 4, - С. 45 - 51.

312. Сайт компании ОАО «Поликор» [электронный ресурс]. // URL <http://www.polikor.net/> (дата обращения 07.12.2015).

313. Barker, A. S. Infrared lattice vibrations and dielectric dispersion in corundum / A. S. Barker // *Phys. Rev.* - 1963. - V. 132. - № 4. - P. 1474 - 1481.

314. Coblenz, W. W. Supplementaly investigations of infrared spectra / W. W Coblenz // *The Carnegie inst. Washington.* -1908. - Pub. № 97. - P. 17.

315. Лингарт, Ю. К. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. I. Область полупрозрачности / Ю. К. Лингарт, В. А. Петров, Н. А. Тихонова // *ТВТ.* - 1982. - Т. 20. - № 5. - С. 872 - 880.

316. Битюков, В. К. Влияние оптических свойств на формирование температурных полей в оксиде алюминия при его нагреве и плавлении концентрированным лазерным излучением / В. К. Битюков, В. А. Петров, И. В. Смирнов // *ТВТ.* - 2015. - Т. 53. - № 1. - С. 29 - 38.

317. Райзер, Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов / Ю. П. Райзер. - М. : Наука, 1974. - 308 с.

318. Hasime, H. Photon drag effect in germanium / H. Hasime, U. Massayoshi, J. Takashi, F. Osamu, M. Shichiro // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1972. - V. 11. - № 11. - P. 1663 - 1669.

319. Al-Watban, F. A. Experimental measurements of the spectral responsivity of the phonon drag detectors / F. A. Al-Watban, R. G. Harrison // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1977. - V. 10. - P. L249 - L251.

320. Агафонов, В. Г. Фотоприёмники на основе эффекта увлечения светом носителей тока в полупроводниках / В. Г. Агафонов, П. М. Валов, Б. С. Рывкин, И. Д. Ярошецкий // ФТП. - 1973. - Т. 7. - № 12. - С. 2316 - 2325.

321. Ярошецкий, И. Д. Некоторые нелинейные и неравновесные явления в полупроводниках при высоких уровнях оптического возбуждения : автореф. дис. .... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.10 / Ярошецкий Илья Давыдович - Л., 1971. 49 с.

322. Алимпиев, С. С. Спектральная зависимость фоточувствительности фотоприёмников на эффекте фотонного увлечения / С. С. Алимпиев, П. М. Валов, И. Д. Ярошецкий // Письма в ЖТФ. - 1978. - Т. 4. - № 3. - С. 146 - 148.

323. Протокол совместных испытаний приёмников на основе эффекта увлечения носителей тока фононами в полупроводниках, проведённых организациями ЦКБ «Луч» и ЛФТИ им. Иоффе от 19.05.75.

324. Рэди, Дж. Действие мощного лазерного излучения на вещество / Дж. Рэди. - М. : Мир, 1974. - 472 с.

325. Блох, Л. С. Практическая номография / Л. С. Блох. - М. : Высшая школа, 1971. - 328 с.

326. Румшиский, Л. З. Математическая обработка результатов эксперимента / Л. З. Румшиский. - М. : Наука, 1971. - 192 с.

327. Конуэлл, Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях / Э. Конуэлл. - М. : Мир, 1970. - 384 с.

328. Шейхет, Э. Г. Рентгеновская сканирующая камера для использования эффекта Бормана / Э. Г. Шейхет, В. Я. Шкот, В. И. Волков // Заводская лаборатория - 1969. - Т. 35. - С. 370 - 371.

329. Мамедов, М. Г. Исследование электрического пробоя в полупроводниках / М. Г. Мамедов. - Махачкала. : Дагестанское книжн. издат., 1967. - 154 с.

330. Данилейко, Ю. К. Фотопроводность германия, возбуждаемая излучением импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера / Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, А. В. Сидорин // ФТП. - 1978. - Т. 12. - № 10. - С. 1938 - 1941.

331. Голубев, В. С. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием излучения  $\text{CO}_2$  - лазера / В. С. Голубев, В. Н. Снопко // ФТТ. - 1977. - Т. 19. - № 1. - С. 293 - 296.

332. Генкин, В. Н. О низкочастотном нелинейном отклике n-Ge в поле излучения CO<sub>2</sub> - лазера / В. Н. Генкин, Л. В. Соустов, В. Г. Яхно // ФТП. - 1975. - Т. 9. - № 8. - С. 1445 - 1449.

333. Файнштейн, С. М. Обработка и защита поверхности полупроводниковых приборов / С. М. Файнштейн. - М. : Энергия, 1970. - 296 с.

334. De Kock. // Phil. Res. Repts., Suppl. - 1973. - V. 1. - P.1.

335. Дицман, С. А. Исследование состава включений в монокристаллах полупроводниковых материалов / С. А. Дицман, Т. А. Куприянова, М. А. Селезнёва // Изв. АН СССР, Неорг. Матер. - 1975. - Т. 11. - № 3. - С. 537 - 538.

336. Крутякова, В. П. Исследование природы свечения щёлочно-галогидных кристаллов под действием импульсов излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм / В. П. Крутякова, В. Н. Смирнов // Письма в ЖТФ. - 1976. - Т. 2. - В. 24. - С. 1111 - 1113.

337. Крутякова, В. П. Исследование природы свечения поверхности щёлочно-галогидных кристаллов под действием импульсов излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм / В. П. Крутякова, В. Н. Смирнов // Письма в ЖТФ. - 1977. - Т. 3. - В. 22. - С. 1190 - 1193.

338. Крутякова, В. П. Эмиссия электронов с поверхности кристаллов хлористого натрия под действием импульсов излучения CO<sub>2</sub> - лазера / В. П. Крутякова, В. Н. Смирнов // Письма в ЖТФ. - 1978. - Т. 4. - В. 19. - С. 1163 - 1167.

339. Смирнов, В. Н. Анализ характера напряжённого состояния прозрачного диэлектрика, обусловленного нагревом поглощающих включений импульсами оптического излучения / В. Н. Смирнов, Вл. Н. Смирнов // ЖТФ. - 1978. - Т. 48. - № 4. - С. 860 - 863.

340. Крутякова, В. П. Свечение щёлочно-галогидных кристаллов под действием импульсов излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм / В. П. Крутякова, В. Н. Смирнов // ЖТФ. - 1978. - Т. 48. - № 4. - С. 844 - 852.

341. Догадов, В. В. Воздействие плазмы оптического пробоя на кристаллы NaCl и KCl / В. В. Догадов, В. Н. Смирнов // ЖТФ. - 1976. - Т. 46. - № 10. - С. 2225 - 2227.

342. Блистанов А.А., Кугаенко О.М., Тагиева М.М. и др. Разрушение легированных кристаллов под действием импульсного лазерного излучения: Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физике разрушения, Киев. - 1980. - Т. 2. - С. 252 - 254.

343. Лапинер, Х. Моделирование условий разрушения кристаллических окон  $\text{CO}_2$  - лазеров и разработка методов повышения их оптической стойкости : дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 / Лапинер Халида. - М., 1987. - 236 с.

344. Савостьянова, М. В. О природе окрашенной каменной соли / М. В. Савостьянова // Изв. Физ.-мат. ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР. - 1929. - № 3. - С. 169.

345. Ёйги, Х. Р. В. Электронно-микроскопическая оценка числа точечных дорадиационных и радиационных дефектов в кристаллах  $\text{KCl}$  и  $\text{KBr}$  высокой степени чистоты / Х. Р. В. Ёйги // Труды ин-та физики АН Эст. ССР. - 1977. - Т. 47. - С. 195 - 202.

346. Бауманис, Э. А. Накопление и разрушение F-центров в  $\text{KCl}$  и  $\text{KBr}$  / Э. А. Бауманис, А. Э. Плаудис, Я. Я. Аболиньш, Д. К. Миллерс // Сб. «Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах». - Рига, 1977. - В. 66. - С. 90 - 102.

347. Jazolma, J. Effects of F-centers in laser-induced breakdown in  $\text{KCl}$  single crystals / J. Jazolma, J. Inuishi // Phys. Lett. A. - 1971. - V. 34 A. - № 2. - P. 129.

348. Ocumura, P. Effects of  $\gamma$  - ray irradiation of optical breakdown of  $\text{KCl}$  single crystals / P. Ocumura, H. Fujii, K. Joshino, J. Inuishi // Japan J. Appl. Phys. - 1976. - V. 15. - № 11. - P. 2259.

349. Kuzmany, H. Interaction of high-power ruby laser light pulses with metal colloids in transparent crystals / H. Kuzmany, G. J Ritter // J. Appl. Phys. - 1970. - V. 41. - № 4. - P. 1682.

350. Абрамишвили, М. Г. Радиационное накопление и превращение центров окраски в кристаллах  $\text{LiF}$  и  $\text{KCl}$ . : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Абрамишвили Мери Георгиевна. - Тбилиси, Ин-т физики АН ГССР, 1978. - 20 с.

351. Алукер, Э. Д. Процессы генерации и разрушения F-центров в кристалле  $\text{KCl}$  при импульсном облучении / Э. Д. Алукер, В. В. Гаврилов, С. А. Чернов // ФТТ. - 1977. - Т. 19. - № 4. - С. 1198 - 1199.

352. Cape, J. A. Photochemically produced color centers in  $\text{KCl}$  and  $\text{KBr}$  / J. A. Cape // Phys. Rev. - 1961. - V. 122. - № 1. - P. 18 - 25.

353. Altukhov, V. I. Phonon scattering on small-radius colloids in  $\text{KCl}$  crystals / V. I. Altukhov, V. G. Kvachadze // Phys. Stat. Sol. (b). - 1978. - V. 85. - P. 769 - 775.



354. Nierzewski, K. D. Room temperature F-F' conversion in crystals of various purity and method of coloration / K. D. Nierzewski, T. Todorov, M. Georgiev // *Phys. Stat. Sol. (b)*. - 1978. - V. 86. - P. 697 - 704.

355. Corradi, G. On radiolysis in NaCl at room temperature / G. Corradi, R. Voszka, I. M. Goma // *Acta Phys. Academ. Scient. Hung.* - 1975. - V. 38. - № 3. - P. 243 - 252.

356. Гегузин, Я. Е. Дислокационный механизм изменения объема поры в монокристалле под влиянием всестороннего давления / Я. Е. Гегузин, В. Г. Кононенко // *ФТТ*. - 1973. - Т. 15. - № 12. - С. 3550 - 3557.

357. Подстригач, Я. С. Диффузионное залечивание под напряжением дефектов типа упругих сферических макровключений / Я. С. Подстригач, П. Р. Шевчук, Т. М. Онуфрик // *Физ.-хим. механика материалов*. - 1975. - Т. 11. - № 1. - С. 19 - 24.

358. Кононенко, В. Г. Исследование начальной стадии формирования дислокационного ансамбля вблизи поры, залечивающейся под давлением / В. Г. Кононенко, Б. Кийбак // *Украинский физический журнал*. - 1977. - Т. 22. - № 10. - С. 1596 - 1601.

359. Гегузин, Я. Е. Физика спекания / Я. Е. Гегузин. - М. : Наука, 1967. - 360 с.

360. Shapurko, A. V. The evolution of vacant porosity in alkali halide single crystals / A. V. Shapurko, S. A. Kukushkin // *J. of Phys. and Chem. of Solids*. - 1992. - V. 53. - P. 841 - 845.

361. Максимук, М. Ю. Исследование оптического пробоя на поглощающих микровключениях в объеме щелочно-галогидных кристаллов : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Максимук Михаил Юрьевич. - Черноголовка. ИФТТ РАН, 1995. - 120 с.

362. Горбунов, А. В. Кинетика локального оптического пробоя в объеме щелочногалогидных кристаллов: I. Развитие полости. / А. В. Горбунов, М. Ю. Максимук // *ФТТ*. - 1994. - Т. 36. - № 5. - С. 1416 - 1428.

363. Горбунов, А. В. Кинетика локального оптического пробоя в объеме щелочно-галогидных кристаллов: II. Свечение и его спектр / А. В. Горбунов, М. Ю. Максимук // *ФТТ*. - 1994. - Т. 36. - № 5. - С. 1429 - 1435.

364. Горбунов, А. В. Изучение природы вспышки при оптическом пробое ЩГК на 10,6 мкм / А. В. Горбунов, Н. В. Классен, М. Ю. Максимук // *ЖТФ*. - 1992. - Т. 62. - № 12. - С. 39 - 49.

365. Косевич, А. М. О возможности образования каверн в твёрдом теле при локальном плавлении / А. М. Косевич, Л. В. Танатаров // ФТТ. - 1960. - Т. 2. - № 12. - С. 3012 - 3016.

366. Лебедева, Н. И. Образование центров свечения в неактивированных щёлочно-галогидных кристаллах в сверхсильных электрических полях / Н. И. Лебедева, Н. С. Несмелов // ФТТ. - 1972. - Т. 14. - № 4. - С. 1282 - 1283.

367. Трибельский, М. И. Об установившемся движении волны непрозрачности при оптическом пробое конденсированных прозрачных сред / М. И. Трибельский // ФТТ. - 1976. - Т. 18. - № 5. - С. 1347 - 1350.

368. Поюровская, И. Е. О волне ионизации, поддерживаемой мощным лазерным излучением / И. Е. Поюровская, М. И. Трибельский, В. И. Фишер // ЖЭТФ. - 1982. - Т. 82. - В. 6. - С. 1840 - 1852.

369. Поюровская, И. Е. Структура волны поглощения при оптическом пробое твёрдых прозрачных диэлектриков / И. Е. Поюровская // ФТТ. - 1977. - Т. 19. - № 10. - С. 2876 - 2878.

370. Воробьев, Г. А. Физика диэлектриков / Г. А. Воробьев, Ю. П. Похолков, Ю. Д. Королев, В. И. Меркулов. - Томск. : ТПУ, 2003. - 243 с.

371. Айрапетов, А. Ш. Распад твёрдого раствора в системе KCl:Pb / А. Ш. Айрапетов, В. Б. Дудникова, В. Н. Лебедева, К. М. Розин, М. П. Шаскольская // Неорганические материалы. - 1978. - Т. 14. - № 6. - С. 1074 - 1078.

372. Горбунов, А. В. Периодическое повреждение поверхности прозрачных диэлектриков импульсом CO<sub>2</sub> - лазера / А. В. Горбунов, Н. В. Классен // Поверхность. Физика, химия, механика. - 1983. - № 4. - С. 96 - 99.

373. Gorbunov, A. V. Laser pulse induced dislocation structure in ionic crystals. I. Bulk damage of NaCl / A. V. Gorbunov, E. M. Nadgornyi, S. N. Val'kovskii // Phys. Stat. Sol.(a). - 1981. - V. 66. - P. 53 - 63.

374. Erofeev, V. N. Special features of optical strength change in melt-grown NaCl crystals / V. N. Erofeev, A. V. Gorbunov, S. N. Val'kovskii // Crystal Res. & Technol. - 1983. - V. 18. - № 2. - P. 209 - 212.

375. Gorbunov, A. V. Laser pulse induced dislocation structure in ionic crystals. II. Surface damage of NaCl and MgO / A. V. Gorbunov, E. M. Nadgornyi, S. N. Val'kovskii // Phys. Stat. Sol.(a). - 1981. - V. 66. - P. 455 - 462.

376. Вальковский, С. Н. Дислокационная структура, обусловленная действием лазерного импульса на ионные кристаллы / С. Н. Вальковский, А. В. Горбунов, Э. М. Надгорный // Препринт. ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1982. - 24 с.

377. Хирш, П. Электронная микроскопия тонких кристаллов / П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан. - М. : Мир, 1968. - 576 с.

378. Serena, M. C. Diffusion of Cr<sup>51</sup> in copper / M. C. Serena // Trans. Ind. Inst. Met. - 1971. - V. 24. - № 4. - P. 56 - 58.

379. Миронов, В. М. Само- и гетеродиффузия в металлах при действии магнитных полей и импульсных деформаций : дис. ... д-ра физ.-мат.наук : 01.04.07 / Миронов Владимир Михайлович. - Самара, 2003. - 293 с.

380. Гуревич, М. Е. Влияние многократного лазерного воздействия на массоперенос в железе / М. Е. Гуревич, Л. Н. Лариков, В. Ф. Мазанко, А. Е. Погорелов, В. М. Фальченко // Металлофизика. - 1978. - В. 73. - С. 80 - 83.

381. 348. Альтшулер, Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений / Л. В. Альтшулер // УФН. - 1965. - Т. 85. - № 2. - С. 197 - 258.

382. Токарев, В. Н. Устойчивость поверхности материалов при интенсивном лазерном воздействии : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.21 / Токарев Владимир Николаевич. - М., 2005. - 424 с.

383. Анисимов, С. И. Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. - М. : Наука, 1970. - 272 с.

384. Vogel, K. / K. Vogel, P. J. Beckland // Appl. Phys. - 1965.- V. 36. - P. 3697.

385. Байдуллаева, А. Возбуждение поверхностных акустических волн в кристаллах р - CdTe при воздействии импульсным лазерным излучением / А. Байдуллаева, А. И. Власенко, Э. И. Кузнецов, А. В. Ломовцев, П. Е. Мозоль, А. Б. Смирнов // ФТП. - 2001. - Т. 35. - № 8. - С. 960 - 963.

385. Maystre, D. Brewster incidence for metallic gratings / D. Maystre, R. Petit // Opt. Commun. - 1976. - V.17. - P. 196 - 200.

386. Hutley, M. C. Total absorption of light by a diffraction grating / M. C. Hutley, D. Maystre // Opt. Commun. - 1976. - V. 19. - P. 431 - 436.

387. Гандельман, Н. М. Полное подавление металлического отражения при резонансном возбуждении поверхностных плазменных волн / Н. М. Гандельман, П. С. Кондратенко // Письма в ЖЭТФ. - 1983. - Т. 38. - В. 5. - С. 246 - 248.

388. Емельянов, В. И. Дифракция света на поверхности с большой амплитудой модуляции рельефа и поверхностные нелинейно-оптические эффекты / В. И. Емельянов, В. Н. Семиногов, В. И. Соколов // Квант. Электрон. - 1987. - Т. 14. - С. 33 - 46.

389. Бузилов, С. В. Тепловое действие лазерного излучения на тонкие металлические пленки / С. В. Бузилов, С. М. Перевозчиков, В. В. Пряхин // В мире научных открытий. - 2010. - № 4 (10). - Часть 4. - С. 34 - 36.

390. Peacemen, D. W. The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations / D.W. Peacemen, H. H. Rachford // J. Soc. Ind. Appl. Math. - 1955. - V. 3. - P. 28 - 41.

391. Эпштейн, Г. Н. Субструктура меди, деформированной в широком диапазоне скоростей / Г. Н. Эпштейн // ФММ. - 1973. - Т. 35. - № 3. - С. 523 - 529.

392. George, J. An electron microscope investigation of explosively loaded copper / J. George // Phil. Mag. - 1967. - V. 15. - № 135. - P. 497 - 506.

393. Постников, В. С. Внутреннее трение в металлах / В. С. Постников. - М. : Металлургия, 1974. - 350 с.

394. Балалаев, Ю. Ф. Структура железа и стали 1X18H9T после ультразвукового нагрева в вакууме / Ю. Ф. Балалаев // Физ. и хим. обраб. матер. - 1968. - № 2. - С. 119 - 121.

395. Ральченко, В. Г. Двухслойные теплоотводящие диэлектрические подложки алмаз-нитрид алюминия / В. Г. Ральченко, А. В. Савельев, А. Ф. Попович, И. И. Власов, С. В. Воронина, Е. Е. Ашкинази // Микроэлектроника. - 2006. - Т. 35. - № 4. - С. 243 - 248.

396. Сайт компании ООО «Оптосистемы» [электронный ресурс]. // URL <http://www.optosystems.ru/> (дата обращения 09.12.2015).

397. Ивакин, Е. В. Измерение теплопроводности поликристаллического CVD алмаза методом импульсных динамических решеток / Е. В. Ивакин, А. В. Суходолов, В. Г. Ральченко, А. В. Власов, А. В. Хомич // Квант. электрон. - 2002. - Т. 32. - № 4. - С. 367 - 372.

398. Pickles, C. S. J. Optical performance of chemically vapour-deposited diamond at infrared wavelengths / C. S. J. Pickles, T. D. Madgwick, R. S. Sussmann, C. J. H. Wort // Diamond and Related Materials. - 2000. - V. 9. - P. 916 - 920.

399. Turri, G. Optical absorption, depolarization, and scatter of epitaxial single-crystal

chemical-vapor deposited diamond at 1.064  $\mu\text{m}$  / G. Turri, Y. Chen, M. Bass, D. Orchard, J. E. Butler, S. Magana, T. Feygelson, D. Thiel, K. Fourspring, J. Pentony, S. Hawkins, M. Baronowski, R. V. Dewees, M. D. Seltzer, A. Guenther, D. C. Harris, C. M. Stickley // *Optical Engineering*. - 2007. - V. 46. - № 6. - P. 064002.

400. Single crystal and polycrystalline CVD diamond for demanding optical applications / // *Proc. of SPIE*. - 2011. - V. 8016. - P. 80160L.

401. Friel, I. Development of high quality single crystal diamond for novel laser applications / I. Friel, S. L. Geoghegan, D. J. Twitchen, G. A. Scarsbrook // *Proc. of SPIE*. - 2010. - V. 7838. - P. 783819.

402. Granson, V. Power Scaling Issues of Diffusion Cooled Annular CO<sub>2</sub> Lasers in the Multi-Kilowatt Region / V. Granson, Sh. Sumrain, P. Daniel, Fr. Villarreal, J. Deile // *Proc. of SPIE*. - 2008. - V. 6872. - P. 687209 - 687209.

403. Bennett, A. M. Development of high-purity optical grade single-crystal CVD diamond for intracavity cooling / A. M. Bennett, B. J. Wickham, H. K. Dhillon, Ying Chen, Sc. Webster, G. Turri, M. Bass // *Proc. of SPIE*. - 2014. - V. 8959. - P. 89590R.

404. Webster, S. Intrinsic and extrinsic absorption of chemical vapor deposition single-crystal diamond from the middle ultraviolet to the far infrared / S. Webster, Y. Chen, G. Turri, A. Bennett, B. Wickham, M. Bass // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 2015. - V. 32. - № 3. - P. 1 - 7.

405. Anoikin, E. Diamond optical components for high - power and high - energy laser applications / E. Anoikin, A. Muhr, An. Bennett, D. J. Twitchen, H. de Wit // *Proc. of SPIE*. - V. 9346. - P. 93460T.

406. Patton, B. R. Optical properties of single crystal diamond microfilms fabricated by ion implantation and lift-off processing / B. R. Patton, Ph. R. Dolan, F. Grazioso, M. B. Wincott, J. M. Smith, M. L. Markham, D. J. Twitchen, Ya. Zhang, Er. Gu, M. D. Dawson, B. A. Fairchild, An. D. Greentree, S. Prawer // *Diamond & Related Materials*. - 2012. - V. 21. - P. 16 - 23.

407. Balmer, R. S. Chemical vapour deposition synthetic diamond: materials, technology and applications / R. S. Balmer, J. R. Brandon, S. L. Clewes, H. K. Dhillon, J. M. Dodson, I. Friel, P. N. Inglis, T. D. Madgwick, M. L. Markham, T. P. Mollart, N. Perkins, G. A. Scarsbrook, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, J. J. Wilman and S. M. Woollard // *J. Phys. Condens. Matter*. - 2009. - V. 21. - № 36. - P. 364221 - 364244.

408. Богачев, А. В. Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой

лазерной среды по замкнутому циклу / А. В. Богачев, С. Г. Гаранин, А. М. Дудов, В. А. Ерошенко, С. М. Куликов, Г. Т. Микаелян, В. А. Панарин, В. О. Паутов, А. В. Рус, С. А. Сухарев // Квант. электрон. - 2012. - Т. 42. - № 2. - С. 95 - 98.

409. Сайт компании «Diamond Materials GmbH» [электронный ресурс]. // URL <http://www.diamond-materials.com/> (дата обращения 07.12.2015).

410. Сайт компании ООО «Ламет» [электронный ресурс]. // URL <http://www.lamet.ru/> (дата обращения 07.12.2015).

411. Инструкция по эксплуатации тепловизора, InfraTec GmbH, 2004 г.

412. Басов, К. А. ANSYS для конструкторов. / К. А. Басов. - М. : ДМК Пресс, 2009. - 248 с.

413. Духновский, М. П. Способ получения пластины комбинированного поликристаллического и монокристаллического алмаза / М. П. Духновский, Ю. Ю. Фёдоров, А. К. Ратникова, А. Л. Вихарев, А. М. Горбачёв, А. Б. Мучников // Патент РФ от 23.03.2012, Опубликовано: 10.08.2013.

414. Вихарев, А. Л. Комбинированные подложки из поли- и монокристаллического CVD алмаза для алмазной электроники / А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, М. П. Духновский, А. Б. Мучников, А. К. Ратникова, Ю. Ю. Федоров // Физика и техника полупроводников. - 2012. - Т. 46. - № 2. - С. 274 - 277.

415. Inyushkin, A. V. Considerable Increase in Thermal Conductivity of a Polycrystalline CVD Diamond upon Isotope Enrichment / A. V. Inyushkin, V. G. Ralchenko, A. N. Taldenkov, A. A. Artyukhov, Ya. M. Kravets, I. P. Gnidoi, A. L. Ustinov, A. P. Bolshakov, A. F. Popovich, A. V. Savelyev, A. V. Khomich, V. Ya. Panchenko, V. I. Konov // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. - 2007. - V. 34, - № 11. - P. 329 - 333.

416. Mende, J. Thin-disk laser - power scaling to the kW regime in fundamental mode operation / J. Mende, E. Schmid, J. Speiser, G. Spindler, A. Giesen // Proc. of SPIE. - 2009. V. 7193. - P. 71931V(1-12).

417. Ашкинази, Е. Е. Повышение выходной мощности одиночных лазерных диодов спектральной области 808 нм при использовании алмазных теплоотводящих элементов, полученных методом осаждения из газовой фазы в СВЧ плазме / Е. Е. Ашкинази, В. В. Безотосный, В. Ю. Бондарев, В. И. Коваленко, В. И. Конов, О. Н. Крохин, В. А. Олещенко, В. Ф. Певцов, Ю. М. Попов, А. Ф. Попович, В. Г. Ральченко, Е. А. Чешев // Квант. электрон. - 2012. - Т. 42. - № 11. - С. 959 - 960.

418. Каминский, А. А. Вынужденное комбинационное рассеяние в CVD алмазе  $^{12}\text{C}$  / А. А. Каминский, В. Г. Ральченко, А. П. Большаков, А. В. Инюшкин // Доклады РАН. – 2015. - Т. 464. - № 6. - С. 1 - 3.

419. Малашко, Я. И. Системы формирования мощных лазерных пучков / Я. И. Малашко, М. Б. Наумов. - М. : Радиотехника, 2013. - 328 с.

420. Крушинская, Л. А. Структура и некоторые свойства толстых конденсатов оксида алюминия, получаемых электронно-лучевым испарением и осаждением паровой фазы в вакууме / Л. А. Крушинская // Вопросы атомной науки и техники. - Серия: вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. - 2011. - № 6 (19). - С. 92 - 98.

421. ГОСТ 21631-76 Листы алюминия и алюминиевых сплавов. Технические условия.

422. Бакулин, И. А. Ослабление излучения импульсного  $\text{CO}_2$  - лазера в среде Ar, содержащей мелкодисперсные частицы Al / И. А. Бакулин, В. С. Казакевич, С. Ю. Пичугин // ЖТФ. - 2006. - Т. 76. - № 11. - С. 96 - 100.

## ПРИЛОЖЕНИЕ



ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО  
**НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОМПЛЕКС**  
**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ**  
**ИНСТИТУТ ДАЛЬНОЙ РАДИОСВЯЗИ**

107258, г. Москва,  
 ул. 1-я Бухвостова, 12/11

тел.: (095) 162-0387, факс: (095) 962-1002  
 телетайп: Москва-Бритва

31.01.2008г. № 049/219  
 на № \_\_\_\_\_ от \_\_\_\_\_

Генеральному директору  
 ФГУП «НПО Астрофизика»  
 Екшембиеву С.Х.  
 125424, г. Москва,  
 Волоколамское шоссе, дом 95.

**Уважаемый Сайфулла Хасанович!**

В 2007 г., после проведенной аналитической работы, была оформлена тематическая карточка на НИР «Гравитация»: «Разработка базовых конструкций теплоотводящих элементов систем охлаждения СВЧ приборов X и C диапазонов на основе новых материалов в интересах компактных РЛС с антенными фазированными решетками нового поколения». Однако эта работа не была профинансирована.

Группой сотрудников ОАО НПК НИИДАР и ФГУП «НПО Астрофизика» в инициативном порядке проведены предварительные исследования по возможности использования поликристаллических алмазов (ПА) для создания в гибридно-плёночном исполнении согласованных СВЧ нагрузок с мощностью рассеивания 500 Вт и более. Были изготовлены два экспериментальных образца нагрузок на подложках из ПА размером 7x8x0,5 мм, на которых рассеивалось до 800 – 850 Вт тепловой мощности. При доработке конструкции можно ожидать, что эта величина может быть увеличена до 1000 Вт и более. Полученные результаты позволяют констатировать, что таким образом может быть создано новое поколение гибридно-интегральных схем с

Вх. № 450  
 26.03.08

Бх. №	434
№	26.03.2008г.

SCIENTIFIC-RESEARCH  
 INSTITUTE OF LONG-RANGE  
 RADIOCOMMUNICATION





высоким уровнем выходной мощности и малыми размерами (по сравнению с существующими), способных отводить, как минимум, на порядок большие уровни тепловой мощности. Эти данные позволяют предположить, что применение поликристаллических алмазов позволит получить прорывные результаты при разработке антенных фазированных решёток нового поколения. В частности, ориентировочная потребность в согласованных мощных нагрузках для изделия «Воронеж – ДМ», разработанного НИИДАР для системы предупреждения о ракетном нападении, может составить примерно 10 000 шт. в 2009 – 2010 г.г. и примерно 10 000 шт. для РЛС «Волга» ( в случае модернизации изделия).

Прошу Вас рассмотреть возможность постановки совместной НИР, направленной на детальное исследование границ применимости поликристаллических алмазов в силовой СВЧ электронике, технологий их получения и обработки, а также нанесения на них проводящих и резистивных покрытий для создания усилителей СВЧ мощности, пассивных СВЧ элементов и других устройств с высоким уровнем выходной мощности.

Зам Генерального директора ОАО НИПК НИИДАР

В.Н. Козлов



## Список сокращений и обозначений

- БрХ – сплав медь — 0.3 вес. % хрома;
- ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние;
- ВУФ – (излучение) вакуумного ультрафиолета;
- ГМО – германий монокристаллический оптический;
- ГПЗ - германий поликристаллический зонноочищенный;
- ДЗЗ - дистанционное зондирование Земли из космоса;
- ИК – инфракрасный;
- ИС – интегрирующая сфера;
- КГО – кристаллы германия оптические;
- КЗО - коэффициент зеркального отражения;
- КНС структура - (кремний на сапфире);
- КО-1 - оптическая керамика из фторида магния;
- КПД – коэффициент полезного действия;
- КРС–5 - монокристалл твёрдого раствора  $TlBr - TlI$ ;
- КРС–6 - монокристалл твёрдого раствора  $TlCl - TlBr$ ;
- КТР – коэффициент термического расширения;
- КР - комбинационное рассеяние (света);
- ЛИ – лазерный импульс;
- М - массовое число (в главе 2);
- М – коэффициент увеличения сферической волны после полного прохода резонатора (в главе 8);
- МОБ - марка бескислородной меди;
- ОСЧ – особо чистое (вещество);
- П – коэффициент Пуассона,
- ПА - поликристаллические алмазы;
- ПК – персональный компьютер;
- ПЭВ - поверхностная электромагнитная волна;

- ПОС - порог оптической стойкости;
- ППЗО - полное подавление зеркального отражения;
- ПС - периодические структуры;
- РИЦ–822 - высокоскоростной цифровой регистратор;
- СВЧ – сверхвысокочастотный диапазон;
- ТГц – терагерцовый диапазон;
- ТУ – технические условия;
- УФ – ультрафиолетовое (излучение);
- $\Phi_N$  - поток лазерного излучения, многократно отраженного между исследуемым и эталонным зеркалами,
- $\Phi_1$  – поток, отраженный от исследуемого зеркала;
- ФП – фотоприемник
- ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;
- ХМТ - химико-механическая технология (полировки);
- ЦЕНИ ИОФ РАН – центр естественно-научных исследований института общей физики РАН;
- ЩГК – щёлочно-галогидные кристаллы;
- ЭИЛ - электроионизационный лазер;
- ЭРЛ - электроразрядный лазер;
- A константа материала;
- A - ,поглощательная способность;
- $A_0$  - поглощательная способность плоской металлической поверхности при  $\theta=0^\circ$  без учёта влияния периодической структуры;
- $A_{\max}$  - лазерный энерговклад;
- $\underline{A} = f(E)$  – функцией напряжённости электрического поля
- $a = \kappa / \rho c$  - коэффициент температуропроводности;
- ARDIS-100 - автоматизированный СВЧ - плазмохимический реактор для выращивания микро- и нанокристаллических алмазных пленок и пластин;
- c – скорость света;
- C – удельная теплоемкость;
- CVD – метод – («chemically vapor deposition») – метод получения плазмохимическим осаждением из газовой фазы;

- $d$  – толщина образца;
- $d_{\text{эфф}}$  - эффективная толщина слоя, в котором происходит нелинейное поглощение (в общем случае  $d \neq d_{\text{эфф}}$ );
- $d_{\text{ср}}$  - средний размер полости;
- $d_{\text{max}}$  - максимальный размер полости;
- $d$  – период дифракционной решетки;
- $D$  - диаметр окна;
- $D_0$  - коэффициент диффузии хрома в меди;
- $dn/dT$  – коэффициент термического изменения показателя преломления;
- $E$  - энергия лазерного импульса;
- $E^*$  - энергия в керне импульса одного из пучков;
- $e$  - заряд электрона;
- $E$  – модуль Юнга,
- $E/p$  - удельная жесткость;
- $f$  – частота;
- $f$  - сила осциллятора: в ЩГК в случае F- центров её обычно принимают  $\approx 0,8$ ;
- F- центры  $\rightarrow$  M- центры  $\rightarrow$  X- центры – центры окраски;
- $g=2\pi/d$  - обратный вектор решетки;
- $H_B$  – твёрдость по Бринеллю;
- $H$  - полуширина F полосы (эВ);
- $h$  - амплитуда глубины решетки;
- $h_0$  - оптимальная глубина решетки, при которой в случае больших размеров пятна достигается практически полное поглощение падающего излучения;
- $\hbar = h/2\pi$  - постоянная Планка,
- $\kappa$  – коэффициент теплопроводности;
- $k$  - постоянная Больцмана,
- $\underline{k} = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор излучения;
- $K_{\text{ctv}}$  - коэффициент стоячей волны по напряжению (для нагрузки в дециметровом диапазоне частот);
- $L$  – длина рабочего монокристалла фотоприёмника, расстояние между зеркалами;

$L_0$  - толщина закреплённого в оправе окна, необходимая для того, чтобы оптическая дисторсия в окне, вызванная действием перепада давлений, не привела к снижению вдвое плотности мощности излучения на поверхности удалённой мишени,

$L_0^{ss}$  - толщина закреплённого окна,

$L_1$  - длина облучённой зоны;

$L_2$  - длина распространения возмущения за время нагрева  $t$ ,

$L_{тр}$  - длина трассы;

$m_n$  и  $m_p$  - эффективные массы электронов и дырок, соответственно;

$m_{ср}$  и  $m_{max}$  - масса вещества, вынесенного из полости;

$n$  - показатель преломления;

$n_0$  - число центров окраски в  $1 \text{ см}^3$ ;

$\underline{n}$  и  $\underline{m}$  - оптические константы;

$n_e$  и  $n_p$  - концентрация электронов и дырок, соответственно;

$N$  - число интерференционных максимумов;

$N$  - число отражений на эталонном зеркале;

$\underline{N}$  - числа воздействующих импульсов;

$N_{крит}$  - концентрация частиц в плазме, при которой она становится непрозрачной;

$\underline{P}$  - давление на поверхность окна, на фронте волны;

$P_{разруш.}$  - предельно допустимая выходная мощность лазера;

$\rho$  - плотность;

$q_v(\vec{r}, t)$  - плотность мощности теплового источника,

$q$  - расход воды (кг/с);

$\underline{R}$  - радиус окна (пятна);

$R$  - коэффициент отражения;

$R_{Ro}$  - коэффициент отражения эталонного родиевого зеркала;

$R_s$  - коэффициент зеркального отражения эталонного зеркала;

$R_t$  - теплового сопротивления нагрузки,

RAP - (Reactive Atmosphere Processing) технология выращивания сверхчистых ЩГК;

$S$  - площадь приёмной площадки;

$t$  - время;

$\underline{T}$  - коэффициент пропускания;

$T$  – температура;

$T_e$  - температура свободных носителей заряда;

$T_{тр}$  - коэффициент пропускания трассы;

$t_3$ , - время нарастания оптической плотности плазмы;

$\tan \delta$  - тангенс угла потерь,

ТЕА лазер - аббревиатура - английского термина «transversally excited atmospheric pressure laser» - электроразрядный лазер высокого давления с поперечным разрядом;

$V$  - скорость звука;

$W_E$  - средняя плотность энергии;

$W_{E1}$  - плотность энергии воздействующего лазерного излучения;

$W_{E2}$  - плотность энергии прошедшего лазерного излучения;

$W_{Eотр}$  - плотность энергии отражённого лазерного излучения;

$W_{Eп}$  – плотность энергии возникновения плазменного образования перед поверхностью образца;

$W_{Eэ}$  – энергетический порог развития непрозрачности плазмы, обозначающий минимальную плотность энергии в импульсе;

$W_P$  – плотность мощности воздействующего лазерного импульса;

$W_{P1}$  - пиковая плотность мощности воздействующего лазерного импульса;

$W_{P2}$  - пиковая плотность мощности прошедшего лазерного импульса;

$W_{P0,5}$  – плотность мощности на пологой части импульса через 0,5 мкс после его начала;

$W_E$  - плотность энергии;

$W_{Пп}$  – порог оптической стойкости;

$W_{Eвх}$  - порог повреждения входной поверхности;

$W_{Eвых}$  - порог выходной поверхности;

$x$  – координата;

$x_0$  - размер облучаемого пятна;

$x_1$  - размер мишени;

$\alpha$  - коэффициент линейного расширения;

$\alpha_k$  - коэффициент поглощения рабочего перехода;

$\alpha_{max}$  - коэффициент поглощения света в максимуме F- полосы ( $cm^{-1}$ );

$\alpha_d$  - дифракционный угол;

- $\beta$  - линейная часть коэффициента поглощения;
- $\beta_0$  - решёточное поглощение;
- $\beta_{02}$  - поглощение на свободных носителях при комнатной температуре;
- $\gamma$  - константа материала;
- $\varepsilon = (\underline{n} + i\underline{m})^2$  ( $\underline{n}$  и  $\underline{m}$  - оптические константы) - диэлектрическая проницаемость;
- $\varepsilon_0 = 1$  - диэлектрическая проницаемость воздуха;
- $\Delta E_g$  - ширина запрещённой зоны;
- $\Delta L$  - абсолютное удлинение;
- $\Delta T$  - разность температур;
- $\lambda$  - длина волны;
- $\omega$  - угловая частота лазерного излучения;
- $\omega_0$  - частота однофононного резонанса;
- $\langle \pi \rangle$  - среднее значение пьезооптического коэффициента;
- $\rho$  - удельное сопротивление;
- $\rho_{\text{ср}}$  - средняя концентрация пор в образце;
- $\tau_h$  и  $\tau_L$  - времена релаксации импульсов в двух системах дырок;
- $\tau_{\text{отс}}$  - время отсечки излучения, при которой плазменное образование становится непрозрачным для используемого лазерного излучения;
- $\tau_i^*$  - приведенная длительность импульса генерации ( $\sim 10^{-6}$  с);
- $\theta$  - нелинейная часть коэффициента поглощения;
- $\mu_i$  - подвижность носителей заряда;
- $\sigma$  - расстояние между центрами пучков на зеркалах;
- $\sigma_c$  - предел прочности материала;
- $\chi$  - параметр, описывающий оптическую дисторсию в окне;
- $\nu$  - полуширина полосы поглощения;
- $\nu_0$  - частота максимума полосы поглощения;
- $\nu_h$  и  $\nu_L$  - групповые скорости тяжёлых и лёгких дырок, соответственно;
- $\xi$  - энергия кристаллической решётки.