

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Бураченко Александр Геннадьевич

ИМПУЛЬСНАЯ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ
И ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА
ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПУЧКОМ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

01.04.05 – Оптика

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Тарасенко Виктор Федотович

Томск – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
1. Физические процессы при формировании пучков убегающих электронов и их взаимодействии с веществом	18
1.1 Формирование объемного разряда с помощью источника внешней предыонизации	18
1.2 Формирование диффузного разряда без источника внешней предыонизации с генерацией убегающих электронов	20
1.3 Взаимодействие электронов с веществом. Потери энергии электронами при движении в веществе	26
1.4 Импульсная катодолюминесценция	28
1.4.1 Преимущества импульсной катодолюминесценции.....	29
1.4.2 Механизмы возбуждения импульсной катодолюминесценции...	31
1.4.3 Катодолюминесцентный спектральный анализ	39
1.5 Излучение Вавилова–Черенкова. Черенковские детекторы	42
2. Экспериментальное оборудование и методики измерений.....	52
2.1 Экспериментальная установка по исследованию импульсной катодолюминесценции кальцита, алмаза, сподумена и флюорита.....	53
2.2 Экспериментальная установка по исследованию импульсной катодолюминесценции, фотолюминесценции и излучения Вавилова– Черенкова в различных материалах	59
3. Расчет спектров излучения Вавилова–Черенкова и доли этого излучения в спектре свечения алмазов.....	72
4. Исследование свечения полиметилметакрилата.....	82
Выводы по главе 4.....	90
5. Исследование свечения различных кристаллов.....	92
5.1 Анализ кинетических и спектральных характеристик импульсной катодолюминесценции кристаллов	92

5.2 Анализ излучения катодолюминесценции и Вавилова–Черенкова различных кристаллов	97
5.3 Вклад излучения Вавилова–Черенкова в спектр свечения алмазов..	110
Выводы по главе 5.....	112
Заключение	114
Список литературы	115

Введение

Актуальность работы. Исследованиями воздействия сильноточечных пучков электронов на неметаллические материалы (диэлектрики, полупроводники), при которых наблюдается их свечение, занимаются с 70-х годов прошлого столетия. Анализ свечения позволяет получать информацию, как о характеристиках облучаемых образцов, так и о параметрах самих электронных пучков. Поэтому методы, основанные на анализе свечения твердого тела, находят широкое практическое применение.

Попадая в вещество, электроны, обладающие скоростью меньше фазовой скорости света в данном веществе, могут возбуждать в нем люминесценцию, которую по виду возбуждения принято называть катодолюминесценцией. Катодолюминесценция кристаллов является одним из важных элементов спектрального анализа твердых тел и позволяет определить внутреннюю структуру образца (химический состав, наличие дефектов, примесей, внутренних напряжений и т. д.) [1]. Для проведения качественного люминесцентного анализа вещества возбуждение катодолюминесценции осуществляют мощными пучками электронов в основном наносекундной длительности. Такая катодолюминесценция получила название импульсной катодолюминесценцией (ИКЛ). Возбуждение ИКЛ происходит практически во всех неметаллических веществах. Высокая яркость и чувствительность к примесям, отличающая ИКЛ от других видов люминесценции, наряду с короткой длительностью возбуждения (сотни пс – единицы-десятки нс) позволяет проводить неразрушающий люминесцентный анализ вещества. В настоящее время методы анализа различных минералов на основе ИКЛ активно развиваются [2–5].

При определенной энергии электронов, когда их скорость движения в прозрачной среде начинает превышать фазовую скорость света в этой среде, возникает излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ), природа которого отличается от люминесценции. На основе этого излучения создан целый класс детекторов

заряженных частиц. Детекторы на основе ИВЧ в последние годы используют и для определения параметров пучков убегающих электронов в токамаках [6–8]. Детектор на основе ИВЧ состоит из радиатора (среды, в которой возникает ИВЧ), ФЭУ и оптической системы, передающей излучение от радиатора к ФЭУ.

Убегающие электроны возникают в различных режимах работы токамаков и при срыве режима нагрева плазмы. Они могут иметь энергии как единицы МэВ, так и сотни-десятки кэВ и оказывают влияние на поведение плазмы, поскольку могут переносить значительную часть плазменного тока, а также могут вызывать эрозию стенок вакуумной камеры, что приводит к появлению вредных примесей, затрудняющих получение управляемой термоядерной реакции, и к повреждению стенок камеры [6, 8]. Поэтому очень важно контролировать появление потоков убегающих электронов в токамаках и определять их параметры с помощью детекторов на основе ИВЧ.

Еще одна область применения ионизирующих излучений, в которой важно знать количественное соотношение люминесценции и ИВЧ – это лучевая терапия, применяемая, прежде всего при лечении онкологических заболеваний. При настройке установок для лучевой терапии необходимо измерять поглощенную дозу с высоким пространственным разрешением. Для этого используются сцинтилляционные датчики [9–11] и датчики на основе ИВЧ [12–14]. В обоих видах датчиков с помощью фотоэлектронного умножителя измеряется интенсивность света, образовавшегося в первую очередь за счет взаимодействия электронов с веществом. При этом датчики на основе ИВЧ обладают рядом преимуществ и их предложили применять для измерения поглощенной дозы всего несколько лет назад.

Таким образом, работа, посвященная исследованию свечения неметаллических материалов под действием электронного пучка, представляет интерес для различных областей науки и техники и на сегодняшний день является *актуальной*.

Одним из доказательств актуальности выбранной темы также является получение гранта РНФ № 18-19-00184 «Создание и исследование датчиков и

коллекторов пучков убегающих электронов» (2018–2020 гг.).

Объектом исследования в данной работе является свечение диэлектриков и полупроводников под действием пучка электронов и УФ излучения.

Степень разработанности. До начала 2000-х годов исследование ИКЛ различных веществ происходило преимущественно при возбуждении пучками электронов наносекундной длительности [5, 15–24]. Это отчасти было связано с тем, что генераторы, позволяющие получать субнаносекундные электронные пучки и регистрирующая аппаратура с высоким временным разрешением в субнаносекундном диапазоне являлись дорогостоящими и не имели широкого распространения, а также с тем, что неразрушающий люминесцентный анализ различных веществ уже осуществлялся при наносекундной длительности электронного пучка. В последнее время возрос интерес к исследованию ИКЛ субнаносекундными электронными пучками [2, 3, 25–28]. Возбуждение ИКЛ пучками электронов такой короткой длительности наряду с реализацией неразрушающей диагностики вещества также позволяет снизить радиационную нагрузку на исследуемые образцы, что может быть важно для ряда исследований (в частности для диэлектриков, где за счет низкой подвижности носителей заряда могут возникать электрические поля высокой напряженности, приводящие в дальнейшем к электрическому пробою образца). Кроме того, возбуждение ИКЛ пучками электронов длительностью 100–200 пс и короче позволяет исследовать спектрально-кинетические характеристики излучательной рекомбинации, характеристическое время которой лежит в наносекундном и субнаносекундном диапазоне. При этом использование регистрирующей аппаратуры высокого временного разрешения (~ 100 пс) позволяет исследовать переходные процессы при возбуждении ИКЛ в полупроводниках и диэлектриках (измерение времени нарастания катодолюминесценции), вследствие чего можно получить информацию о термализации горячих носителей на краях зон.

Поэтому исследование ИКЛ при субнаносекундной длительности пучка электронов является важным как с научной, так и с практической точки зрения.

Детекторы ИВЧ широко используются для определения характеристик потоков электронов с энергией в единицы МэВ и выше [29]. В то же время применение детекторов ИВЧ для определения характеристик потоков электронов с энергией в десятки-сотни кэВ требует анализа соотношения ИВЧ и люминесценции в радиаторе. В научной литературе об этом имеется сравнительно небольшое количество данных, причем далеко не для всех материалов радиатора. В работах [12, 30], посвященных исследованию поглощенной дозы излучения в лучевой терапии, проводят такой анализ, но только для ПММА и полистирола. В работах [6–78], посвященных исследованию управляемого термоядерного синтеза на установках токамак, в которых используются детекторы ИВЧ для регистрации пучков убегających электронов в диапазоне энергий электронов десятки-сотни кэВ, не приводятся данные о спектральном составе излучения и соотношении ИВЧ и люминесценции в используемых радиаторах. Вместе с тем, для проведения корректных измерений с помощью таких детекторов необходимо знать спектральный состав излучения. Исследование спектрального состава излучения различных материалов радиатора (диэлектриков и полупроводников) проведено в настоящей работе.

Цель диссертационной работы. Целью диссертационной работы является исследование ИКЛ различных материалов (диэлектриков и полупроводников), а также определение соотношения ИКЛ и ИВЧ в спектре свечения различных материалов (диэлектриков и полупроводников) при воздействии пучком электронов с энергией до 300 кэВ, как в импульсном, так и в импульсно-периодическом режиме. В рамках поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработка и создание комплекса экспериментальной аппаратуры по получению электронных пучков с различной плотностью и длительностью тока, а также оптимизация параметров газовых диодов для целей возбуждения ИКЛ и ИВЧ в различных материалах. Измерение параметров субнаносекундных электронных пучков.

2. Регистрация оптических (амплитудно-временных и спектральных) характеристик свечения различных образцов (алмаз IIa типа (природный и искусственный), CsI, ZnS, Al_2O_3 , CaF_2 , ZrO_2 , Ga_2O_3 , CaCO_3 , CdS, ZnSe и ПММА (полиметилметакрилат)), при воздействии на них электронным пучком и УФ излучением.

3. Расчет спектральной плотности энергии ИВЧ для различных материалов при воздействии на них электронным пучком с учетом ионизационных потерь энергии электронов при движении в веществе, дисперсии показателя преломления и спектра пропускания этих материалов, распределения электронов пучка по энергиям, рассеяния электронов в анодной фольге и в самом материале, а также оценка доли излучения, которая регистрируется приемной аппаратурой.

4. Анализ полученных результатов и формулировка рекомендаций для создания детекторов на основе ИВЧ в диапазоне энергий электронов десятки-сотни кэВ.

Методы и объекты исследования. В ходе проведения работы экспериментально регистрировали сигналы с датчиков тока электронного пучка и напряжения в газовых диодах, а также амплитудно-временные и спектральные характеристики излучения исследуемых образцов (алмаз IIa типа – природный и искусственный, CsI, ZnS, Al_2O_3 , CaF_2 , ZrO_2 , Ga_2O_3 , CaCO_3 , CdS, ZnSe и полиметилметакрилат).

Восстановление оптических спектров осуществлялось с учетом пропускания световода и спектральной чувствительности CCD-линейки использовавшихся спектрометров по методике, описанной в [31].

Распределение электронов пучка по энергиям определялось методом фильтров посредством построения кривой ослабления и восстановления спектра с помощью сторонней компьютерной программы, написанной сотрудниками лаборатории теоретической физики Института сильноточной электроники СО РАН, работа которой основана на методе регуляризации Тихонова [32].

Решение дифференциального уравнения Бете–Блоха, которым описывались ионизационные потери энергии электронов при движении в прозрачной среде и расчет рассеяния электронов в этой среде и в анодной фольге были проведены с помощью сторонней программы EPHSA 2 [33] методом Монте-Карло. Оценка доли излучения, которая регистрируется приемной аппаратурой и расчет спектра ИВЧ с учетом дисперсии показателя преломления и энергетического спектра электронного пучка были проведены в оригинальной компьютерной программе математической среды Mathcad.

Проводилось сравнение результатов, полученных в ходе эксперимента, с результатами расчетов.

Таким образом, предметом исследования является:

- определение спектров свечения (люминесценции и ИВЧ) в полупроводниках и диэлектриках, указанных выше, под действием пучков убегających электронов с энергией десятки-сотни кэВ;
- определение кинетических характеристик свечения (ИВЧ и люминесценции) в полупроводниках и диэлектриках, указанных выше, под действием пучков убегających электронов с энергией десятки-сотни кэВ.

Научные положения, выносимые на защиту

1. При возбуждении импульсной катодолюминесценции электронным пучком, энергетический спектр которого имеет максимум, соответствующий энергии электронов ~ 100 кэВ и длительностью на полувысоте не более 100 пс время нарастания катодолюминесценции в видимом диапазоне спектра для природного малоазотного монокристаллического алмаза, номинально-безпримесного искусственного поликристаллического алмаза, природного сподумена, содержащего около 1 атом. % марганца и природного кальцита, содержащего около 1 атом. % марганца составляет ~ 1 , ~ 0.5 , ~ 0.4 , ~ 0.3 нс соответственно.

2. При определении наличия электронов в пучке, имеющих энергию выше пороговой для возникновения ИВЧ чувствительность метода повышается

выбором вещества радиатора, прозрачного в УФ области спектра, не имеющего в этой области полос люминесценции, и регистрации спектра излучения облучаемого вещества в этой области длин волн.

3. При облучении кристаллов алмаза IIa типа (искусственного поликристаллического и природного монокристаллического) электронным пучком с энергией электронов выше пороговой для возникновения ИВЧ в алмазе и имеющим энергетический спектр с двумя максимумами ~ 70 и 140 кэВ в диапазонах энергий $40\text{--}110$ и $110\text{--}200$ кэВ соответственно, где число электронов во втором диапазоне энергий составляет $\sim 45\%$ от всех электронов в пучке, основной вклад в энергию излучения под действием пучка дает люминесценция: доля энергии ИВЧ от энергии люминесценции в диапазоне длин волн $240\text{--}750$ нм для искусственного и природного алмаза составляет не более $\sim 34\%$ и $\sim 1\%$ соответственно.

Достоверность и обоснованность результатов работы

Достоверность первого научного положения подтверждается:

- строгим расчетом спектра электронов пучка, с использованием математически доказанного метода регуляризации Тихонова. Этот метод дает достоверную информацию о границах и характерных энергиях восстанавливаемого спектра;
- повторяемостью результатов ($\sim 80\%$) измерений в различных сериях эксперимента при одинаковых условиях.
- тем, что временное разрешение системы регистрации, включавшей в себя фотодиод Photek (временное разрешение ~ 80 пс) составляло ~ 100 пс;

Достоверность второго научного положения подтверждается:

- тем, что спектральная плотность энергии ИВЧ увеличивается при уменьшении длины волны пропорционально $\sim 1/\lambda^3$ (см. формулу 4) и достигает максимальных значений в УФ области спектра (рисунок 1). Поэтому для повышения чувствительности метода необходимо использовать вещества,

которые прозрачны в УФ области спектра, где интенсивность ИВЧ максимальна, а также не имеющие полос люминесценции в этой области спектра.

– тем, что в ходе экспериментов среди исследуемых образцов были найдены вещества с указанными выше свойствами. Эти вещества были обнаружены с помощью спектрометра Ocean Optics HR2000+ES с высоким спектральным разрешением (~ 0.9 нм).

Достоверность **третьего** научного положения подтверждается:

– строгим расчетом спектра электронов пучка с использованием математически доказанного метода регуляризации Тихонова. Этот метод дает достоверную информацию о границах и характерных энергиях восстанавливаемого спектра;

– совпадением (~ 80 %) значений спектральной плотности энергии ИВЧ в диапазоне длин волн 230–270 нм для природного и 230–290 нм для искусственного алмаза, измеренных с помощью ФЭУ и монохроматора, и ее расчетных значений;

– соответствием сигналов с ФЭУ его импульсной характеристике (время нарастания переходной характеристики ~ 2.2 нс) в диапазоне длин волн 230–270 нм для природного и 230–290 нм для искусственного алмаза при возбуждении ИВЧ электронным пучком длительностью ~ 100 пс. Так как эффект Вавилова–Черенкова является безынерционным, то зарегистрированное оптическое излучение в этих спектральных диапазонах является ИВЧ. С ростом длины волны (в области люминесценции) длительность сигналов с ФЭУ начинает увеличиваться и превышать длительность его импульсной характеристики.

Новизна полученных результатов

1. В **первом** научном положении впервые определены времена нарастания импульсов катодолюминесценции для природного монокристаллического и искусственного поликристаллического алмаза Па типа (2010 г.).

2. Во **втором** научном положении определены условия, при которых можно достоверно зарегистрировать ИВЧ при возбуждении его пучками электронов с энергиями десятки-сотни кэВ (вплоть до 300 кэВ) (2017 г.).

В условиях, которые описаны в **третьем** защищаемом положении, определены количественные соотношения ИКЛ и ИВЧ в спектре свечения природного монокристаллического и искусственного поликристаллического алмаза IIa типа (2017 г.).

3. Показано, что коротковолновая часть поглощенного ИВЧ может давать вклад в люминесценцию облучаемого вещества (2017 г.).

4. Экспериментально обнаружена новая полоса в спектре излучения Ga_2O_3 , легированного Fe (2017 г.).

Научная ценность

1. Результат, представленный в **первом** научном положении стал основой для гипотезы: в поликристаллическом алмазе в отличие от монокристаллического ввиду наличия sp^2 -гибридизированных углеродных связей на границах кристаллитов создается большая плотность состояний вблизи краев зон. Наличие большей плотности состояний на границах кристаллитов сокращает время термализации горячих носителей, что приводит к сокращению длительности фронта рекомбинационного излучения в видимом диапазоне спектра.

2. На основании полученного результата, отраженного в **первом** научном положении, следует, что возбуждение ИКЛ субнаносекундными пучками электронов позволяет исследовать переходные характеристики излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар в полупроводниках и диэлектриках и соответственно получать количественную информацию о термализации горячих носителей на краях разрешенных зон (проводимости и валентной) в кристаллической решетке. Данные, полученные таким способом, полезны для проведения расчетов зонной структуры полупроводников и диэлектриков.

3. С помощью проведенных численных расчетов спектральной плотности энергии ИВЧ с учетом ионизационных потерь энергии электронов при движении их в веществе, дисперсии этого вещества и энергетического спектра электронов, и сравнении их с экспериментальными значениями спектральной плотности энергии свечения этого вещества стало возможно спектрально разделить излучения разной природы – ИКЛ и ИВЧ в спектре свечения этого вещества.

4. Тот факт, что коротковолновое ИВЧ в области поглощения вещества может давать вклад в излучение катодолюминесценции, следует учитывать при проведении количественных оценок спектрально-кинетических характеристик ИКЛ этого вещества.

Практическая значимость

1. Из содержания первого научного положения вытекает идентификационный признак определения структуры алмаза (поликристаллической либо монокристаллической) по времени нарастания ИКЛ.

2. Предложенный метод повышения чувствительности пороговых черенковских детекторов полного поглощения, описанный во втором научном положении, имеет преимущества перед известным методом определения наличия ИВЧ в таких детекторах, в условиях, когда энергия электронов составляет десятки-сотни кэВ. При регистрации черенковским детектором заряженных частиц (например, электронов) с различной энергией, помимо ИВЧ может возникать люминесценция радиатора, которая будет вносить паразитный вклад в выходной сигнал детектора. Например, при воздействии пучком электронов с энергией десятки-сотни кэВ в спектре свечения исследуемых (в настоящей работе) материалов доминирует катодолюминесценция (более чем на 80 %), а наличие ИВЧ в этих материалах можно определить только с помощью предложенного метода.

3. При использовании электронного пучка субнаносекундной длительности снижается радиационная нагрузка на облучаемый образец (по

сравнению с пучком наносекундной длительности), что необходимо в ряде исследований.

Внедрение результатов и предложения по их использованию

Диссертационная работа выполнялась в рамках исследований, выполняемых в лаборатории оптических излучений Института сильноточной электроники СО РАН по следующим грантам, контрактам и программам:

1. Проект ФНИ СО РАН П.13.1.3. «Мощные источники когерентного и спонтанного излучения, исследование способов их накачки и технологических применений» (2013–2016 гг.).

2. Грант РФФИ № 14-29-00052 «Создание новых технологий модификации, упрочнения и очистки поверхности металлов и диэлектриков импульсной плазмой разрядов атмосферного давления, формируемых за счет убегających электронов» (2014–2016 гг.).

3. Грант РФФИ № 17-72-20072 «Импульсно-периодический высоковольтный наносекундный разряд в газах высокого давления, инициируемый убегающими электронами в неоднородном электрическом поле – перспективный способ генерации плотной неравновесной низкотемпературной плазмы и сверхбыстрой коммутации электрических цепей» (2017–2020 гг.).

Предлагается использовать полученные результаты, в части касающейся соотношения доли ИВЧ и ИКЛ в спектре свечения диэлектриков и полупроводников, специалистам, которые занимаются диагностикой пучков электронов в токамаках в качестве основы для научно-технологического решения при создании датчиков катодолюминесценции и ИВЧ. Например, из исследуемых кристаллов наиболее подходит для создания датчиков на основе ИВЧ – искусственный алмаз с малым содержанием примеси. Как известно, алмаз помимо высокого показателя преломления обладает высокой теплопроводностью и термостойкостью, что необходимо в ряде условий, например, в токамаках, где в процессе работы достигаются высокие температуры ($> 300^{\circ}\text{C}$).

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих международных и российских конференциях: V Всероссийская конференция молодых ученых “Материаловедение, технологии и экология в третьем тысячелетии” (Томск, Россия, 2012), Международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике (оз. Байкал, Иркутская обл., Россия, 2012), VI Всероссийская конференция молодых ученых “Материаловедение, технологии и экология в третьем тысячелетии” (Томск, Россия, 2016 г), I International Conference on Matter and Radiation at Extremes (Chengdu, China, 2016), EFRE International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (Tomsk, Russia, 2016), XVIII Харитоновские чтения (Саров, Россия, 2016), XIII International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers (Tomsk, Russia 2017), XIII International Conference “Gas-discharge Plasma and Its Application”, (Novosibirsk, Russia, 2017), III International Conference on Matter and Radiation at Extremes (Qingdao, China, 2018).

Личный вклад автора

Основные результаты, представленные в диссертационной работе, получены лично автором, либо совместно с соавторами при его непосредственном участии.

Постановка задач и общее руководство работой осуществлялось научным руководителем д-ром физ.-мат. наук, профессором Тарасенко В. Ф. (ИСЭ СО РАН, Лаборатория оптических излучений, заведующий лабораторией).

Подготовкой экспериментальных стендов и проведением экспериментов занимался лично автор, либо соавторы публикаций канд. физ.-мат. наук Сорокин Д. А. (ИСЭ СО РАН, Лаборатория оптических излучений, старший научный сотрудник) и канд. физ.-мат. наук Белоплотов Д. В. (ИСЭ СО РАН, Лаборатория оптических излучений, научный сотрудник).

Обработка и анализ экспериментальных данных осуществлялись автором и соавторами публикаций Сорокиным Д. А. и Белопловым Д. В.

Расчеты спектральной плотности энергии излучения Вавилова–Черенкова с учетом энергетического спектра электронного пучка и дисперсии показателя преломления для различных веществ, а также оценка доли излучения, которая регистрируется приемной аппаратурой, выполнялись с помощью программ, написанных в математической среде Mathcad. Рассеяние электронов и ионизационные потери энергии электронов рассчитывались в программе ЕРНСА 2 методом Монте-Карло. Расчеты в Mathcad проводились автором под руководством канд. тех. наук Бакшта Е. Х (ИСЭ СО РАН, Лаборатория оптических излучений, старший научный сотрудник). Расчеты в программе ЕРНСА 2 проводились Артемовым К. П. (ИСЭ СО РАН, Лаборатория теоретической физики, младший научный сотрудник), за что автор выражает ему благодарность.

Обсуждение и интерпретация результатов экспериментов проводились совместно с соавторами публикаций.

Публикации

Представленные в настоящей диссертации результаты опубликованы в 24 работах: 14 статей в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (из них 3 в зарубежных научных журналах, индексируемых Web of Science, 11 статей в российских журналах, переводные версии которых индексируются Web of Science и Scopus); 1 коллективная монография (соавтор главы); 3 статьи в не рецензируемых выпусках российского рецензируемого научного журнала; 8 публикаций в сборниках докладов материалов международных и всероссийских конференций (из них 2 статьи в сборниках материалов конференций, входящих в Scopus).

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации – 130 стр, включая 46 рисунков и 2 таблицы, список литературы содержит 138 наименований.

1. Физические процессы при формировании пучков убегающих электронов и их взаимодействии с веществом

1.1 Формирование объемного разряда с помощью источника внешней предыонизации

Объемным разрядом принято называть разряд, занимающий весь объем разрядного промежутка достаточно однородно. Как правило, для того чтобы получить объемную стадию горения разряда при подаче импульсного напряжения на разрядный промежуток используют источники внешней предыонизации [34–38]. Такими источниками могут являться, например, электронный пучок, оптическое или рентгеновское излучение. При этом для зажигания объемного разряда при повышенных давлениях газа (100 – 1000 Торр) и импульсе напряжения наносекундной длительности (десятки нс) необходимо также обеспечить амплитуду напряжения на разрядном промежутке порядка нескольких десятков киловольт. Обычно геометрия разрядного промежутка для зажигания объемного импульсного разряда представляет собой два плоских электрода или профилированные электроды с большим радиусом кривизны. При такой геометрии распределение электрического поля в промежутке можно считать однородным, а формирование объемного импульсного разряда будет осуществляться в условиях небольших перенапряжений. Перенапряжением называют напряжение (прикладываемое к электродам), превышающее статическое пробивное напряжение, которое характеризуется коэффициентом перенапряжения [34, 35].

На данный момент представления о процессах, протекающих при формировании объемной стадии разряда, считаются сформировавшимися. Существуют различные физические модели, сложившиеся на основе большой базы экспериментальных данных, которые описывают горение разряда в объемной стадии (см. например [34, 36, 38]). В общих чертах формирование объемного разряда можно описать следующим образом. При использовании

источников внешней предыонизации, во всем межэлектродном объеме создается определенное количество начальных электронов, которые способствуют зажиганию разряда в объемной стадии. Электроны в межэлектродном промежутке под действием приложенного высоковольтного напряжения наносекундной длительности движутся в электрическом поле, производя акты ионизации. В результате образуются электронные лавины. Число электронов лавине растет по закону [35]:

$$n_e = \exp(\alpha x), \quad (1.1)$$

где α – коэффициент ударной ионизации, x – путь, пройденный электроном.

Для формирования объемной формы горения разряда необходимо, чтобы в газовом объеме создалось такое количество начальных электронов N_e , которые обеспечили бы перекрывание этих лавин до достижения ими критического размера:

$$r_{cr} = N_e^{-1/3} \quad (1.2)$$

Под критическим размером лавины r_{cr} понимается следующее. В головке электронной лавины, которая движется впереди, сосредоточены быстрые электроны, а в ее хвосте – положительный пространственный заряд ионов. В результате разделения зарядов в лавине образуется собственное электрическое поле, при этом внешнее поле начинает ослабляться. Когда собственное поле лавины и внешнее поле сравниваются, то лавина достигнет своего критического размера, а ее развитие резко замедлится. В дальнейшем такая лавина может трансформироваться в узкий проводящий канал – стример.

Главным фактором, влияющим на форму горения разряда в газовом промежутке, является характер инициирования начальных электронов. Существует два механизма инициирования начальных электронов – одноэлектронное и многоэлектронное инициирование. В том случае, когда электронная лавина достигает своего критического размера за время τ_{cr} меньше

времени между последовательными актами появления инициирующих электронов в межэлектродном промежутке $\Delta\tau$, то имеет место одноэлектронное инициирование. В обратном случае имеет место многоэлектронное инициирование (1.3):

$$\tau_{cr} \gg \Delta\tau \quad (1.3)$$

При многоэлектронном инициировании в условиях перенапряжений (характерных для стримерного механизма пробоя) на промежутке образуется большое количество электронных лавин, перекрывание которых осуществляется до достижения ими критического размера, вследствие чего формируется объемная стадия разряда.

1.2 Формирование диффузного разряда без источника внешней предыонизации с генерацией убегающих электронов

Можно сформировать объемный (диффузный) разряд и без использования источника внешней предыонизации (рисунок 1.1). Впервые диффузный разряд без источника внешней предыонизации при атмосферном давлении гелия и воздуха был получен в работах [39, 40]. В этих работах газовый диод был образован потенциальным катодом с малым радиусом кривизны и плоским анодом. К газовому диоду прикладывалось напряжение наносекундной длительности с амплитудой более 100 кВ. Благодаря форме потенциального электрода (с малым радиусом кривизны) разряд формируется в резко неоднородном электрическом поле.

Диффузная форма горения такого разряда обеспечивается за счет генерации убегающих электронов и квантов рентгеновского излучения, которые позволяют предыонизовать разрядный промежуток.

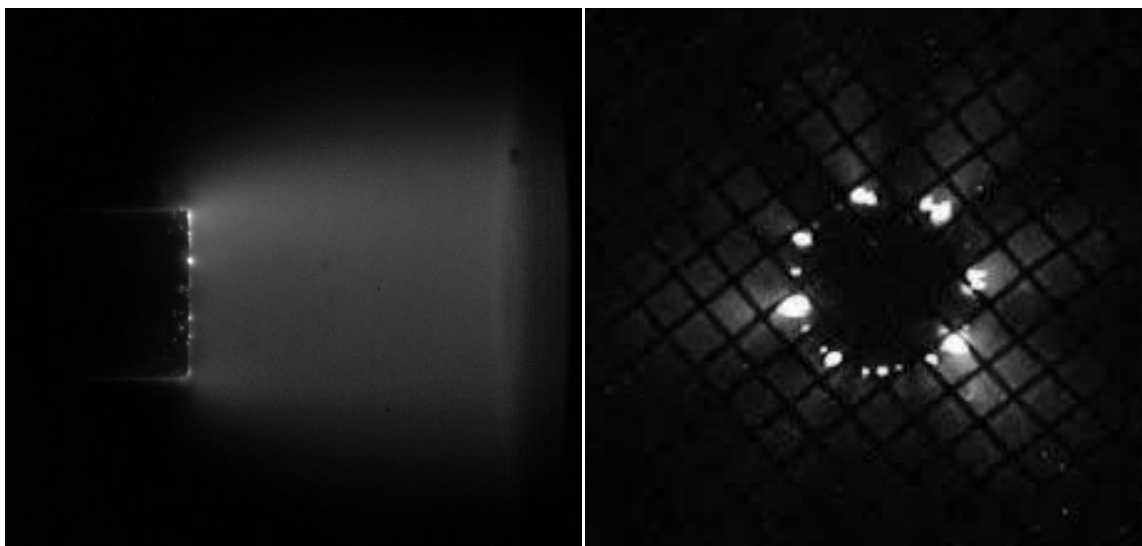


Рисунок 1.1 – Интегральные фотографии свечения диффузного разряда при атмосферном давлении азота, полученные сбоку и с торца газоразрядной камеры. Катод – полая трубка (с малым радиусом кривизны) диаметром 6 мм из нержавеющей стали. Анод – плоская пластина из латуни (слева) и стальная сетка (справа)

Убегающими электронами называют электроны, которые двигаясь в электрическом поле, приобретают от него на единице длины пути больше энергии, чем теряют ее в неупругих столкновениях. Условие, при котором происходит убегание электронов можно записать в виде:

$$eE \geq F(\varepsilon) \quad (1.4)$$

Левая часть формулы (1.4) – сила, действующая на электрон со стороны электрического поля, а правая – сила торможения, действующая на электрон при столкновениях его с атомами и молекулами газа:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 Z N}{\varepsilon} \ln \left(\frac{2\varepsilon}{I} \right), \quad (1.5)$$

где e – заряд электрона, E – напряженность электрического поля, Z – число электронов в атоме или молекуле, N – концентрация частиц газа, I – средняя энергия неупругих потерь.

Зависимость $F(\varepsilon)$ имеет максимум, который соответствует энергии электрона $\varepsilon_{max} = 2,72 \cdot I/2$ (см. рисунок 1.2)

При значениях напряженности электрического поля E выше $E_{cr} = F(\varepsilon_{\max})/e$ все электроны начинают переходить в режим непрерывного ускорения. Используя формулу (1.5), отношение напряженности критического поля E_{cr} к давлению газа можно записать в виде [41, 42]:

$$\frac{E_{cr}}{p} = 3 \cdot 10^3 \frac{Z}{I}, \quad (1.6)$$

где p – атмосферное давление газа. Так, например, параметр E_{cr}/p для гелия будет ~ 140 В/(см·Торр), а для азота ~ 590 В/(см·Торр).

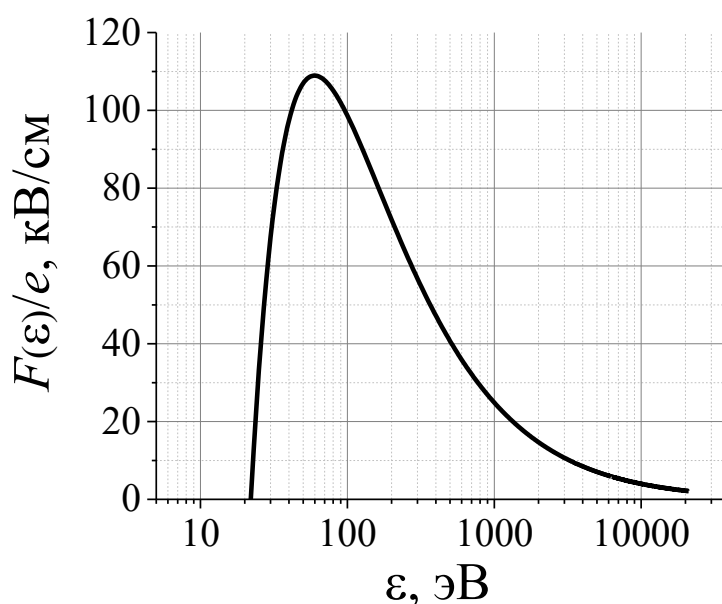


Рисунок 1.2 – Зависимость силы торможения, отнесенной к заряду электрона, от энергии электрона при атмосферном давлении гелия

Таким образом, электроны начинают переходить в режим убегания при достаточно высоких значениях параметра E/p . Высокие значения параметра E/p легче всего достичь в случае, когда на межэлектродный промежуток, где потенциальный электрод имеет малый радиус кривизны (например, в геометрии промежутка «острие-плоскость»), прикладывается высоковольтный импульс напряжения с крутым фронтом (~ 1 нс и менее). Тогда за счет усиления электрического поля на потенциальном электроде с малым радиусом кривизны разряд будет развиваться в резко неоднородном электрическом поле в условиях

высоких перенапряжений. Высокими перенапряжениями называют напряжения, превышающие статическое пробивное напряжение в 2–3 раза [43].

Таким образом, высоковольтный диффузный разряд без источника внешней предыонизации формируется в условиях высоких перенапряжений на промежутке. Здесь, как и в случае объемного импульсного разряда с внешней предыонизацией, имеет место механизм многоэлектронного инициирования, который возникает в данном случае за счет предыонизации разрядного промежутка убегающими электронами и сопутствующим рентгеновским излучением.

Механизм формирования данного режима разряда до сих пор остается не до конца изученным. В работах [41, 44] был описан механизм формирования такого разряда, который заключается в следующем. Высоковольтный наносекундный импульс напряжения с крутым фронтом (~ 1 нс и менее) прикладывается к газовому диоду, состоящему из катода малого радиуса кривизны и плоского анода. Вследствие такой геометрии промежутка разряд формируется в резко неоднородном электрическом поле. Наибольшее усиление электрического поля происходит на макро- и микронеоднородностях катода, вызывая процесс автоэлектронной эмиссии. Электроны, образованные за счет автоэлектронной эмиссии с катода и электроны, возникшие вблизи микроострий в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами, набирают энергию от электрического поля (до значений единицы-десятки кэВ). Часть из них начинает переходить в режим непрерывного ускорения (из-за усиления поля вблизи катода), производя ионизацию газа на своем пути к аноду. Процесс автоэмиссии также усиливается за счет создаваемого электрического поля положительных ионов, сконцентрированных вблизи катода. В прикатодной области из появившихся электронов, благодаря ионизации газа быстрыми (убегающими) электронами, начинают развиваться электронные лавины. Число начальных электронов настолько велико, что образовавшиеся электронные лавины перекрываются до достижения ими критического размера, формируя диффузную плазму вблизи катода. При дальнейшем нарастании напряжения на промежутке

происходит разогрев микроострий на поверхности катода за счет увеличения протекающего через них тока, что впоследствии приводит к их взрыву и образованию катодных пятен (см. рисунок 1.1). На фронте образовавшейся плотной плазмы вблизи катода возникает избыточный заряд, приводящий к усилению электрического поля, что в свою очередь приводит к непрерывному ускорению части электронов (которые также осуществляют ионизацию непробитой части промежутка) и продвижению плазмы к аноду. При достижении плазмой анода завершается пробой промежутка и зажигается диффузный разряд. В работе [45] с помощью численного моделирования развития высоковольтного наносекундного разряда в азоте при давлениях до 100 Торр, формируемого в резко-неоднородном электрическом поле в условиях высоких перенапряжений было показано, что электроны, эмитирующие с катода, и электроны, появившиеся вблизи катода в результате ионизации газа, переходят в режим непрерывного ускорения (режим убегания).

Также важным является тот факт, что в результате взаимодействия убегających электронов с газом и торможении их на аноде возникает рентгеновское излучение, которое также обеспечивает предварительную ионизацию газового промежутка. Наиболее интенсивно предыонизация рентгеновскими квантами межэлектродного промежутка типа «острие–плоскость» осуществляется в случае положительной полярности импульса напряжения [44].

Таким образом, диффузный (объемный) разряд при высоких давлениях газа формируется за счет предыонизации газового промежутка убегающими электронами и рентгеновским излучением, которые создают высокую концентрацию начальных электронов сначала вблизи катода, а потом и во всем промежутке, из которых развиваются электронные лавины, перекрывающиеся до достижения ими критического размера и образования стримера.

Диффузный разряд, возникающий без источника внешней предыонизации в резко неоднородном электрическом поле в отличие от обычного импульсного объемного разряда (с внешней предыонизацией) формируется в большом

диапазоне давлений в различных газах [46–63], в том числе и в тяжелых инертных газах при высоких давлениях [64–66], сохраняя при этом диффузную форму, как правило, в течение всего времени горения разряда. Также диффузный разряд, возникающий без источника внешней предыонизации, в последнее время исследовался в импульсно-периодическом режиме в широком диапазоне давлений различных газов [67–72], где также регистрировался пучок убегающих электронов и рентгеновское излучение.

Пучок убегающих электронов нано- и субнаносекундной длительности, генерируемый в таком типе разряда, используется на протяжении длительного времени для возбуждения импульсной катодolumинесценции в различных материалах (диэлектрики и полупроводники) природного и синтетического происхождения [2–5, 15–28]. Исследованию свечения (ИКЛ и ИВЧ) таких материалов, возникающего при воздействии пучком убегающих электронов нано- и субнаносекундной длительности, формируемого в условиях высоковольтного диффузного разряда, посвящена настоящая диссертационная работа.

1.3 Взаимодействие электронов с веществом. Потери энергии электронами при движении в веществе

При прохождении через вещество заряженные частицы (например, электроны) взаимодействуют с атомами вещества (их электронами и ядрами). В результате этого взаимодействия движущийся электрон может: ионизовать или возбуждать атомные электроны; взаимодействовать с полем ядра атома, вследствие чего электрон рассеивается в кулоновском поле ядра с испусканием кванта тормозного рентгеновского излучения. Во всех этих процессах движущийся электрон теряет свою энергию и тормозится в веществе. Потери энергии движущимся электроном в веществе на ионизацию и возбуждение атомных электронов называют ионизационными, а потери при взаимодействии с ядрами вследствие чего испускаются кванты тормозного рентгеновского излучения – радиационными. Удельные потери энергии электронов с кинетической энергией E складываются из ионизационных и радиационных потерь [73]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \quad (1.7)$$

Эту величину также называют тормозной способностью вещества, которая показывает какую энергию теряет заряженная частица на единицу длины свободного пробега в веществе.

В области сравнительно небольших энергий электронов ($E < 1$ МэВ) преобладают ионизационные потери. По мере увеличения кинетической энергии электронов вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается, соответственно вклад радиационных потерь начинает увеличиваться. Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависит в основном от энергии электрона E и заряда ядер вещества Z [74]:

$$K = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}} \approx \frac{EZ}{800}, \quad (1.8)$$

где E выражается в МэВ, Z – заряд ядер атомов вещества.

Энергия электронов, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь (то есть $K=1$) – называется критической. При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными.

Поскольку энергии электронов, в рамках настоящей работы, не превышают значений 1 МэВ, то радиационные потери при расчете потерь энергии электронов при движении в веществе можно не учитывать.

Формула для вычисления ионизационных потерь электронов (формула Бете–Блоха) имеет вид [75]:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{mV^2} \left[\ln \frac{mV^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + 1 - \beta^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (1.9)$$

где e – элементарный заряд электрона, n_e – плотность электронов в веществе, m – масса электрона, V – скорость электрона, I – средний потенциал ионизации атомов вещества, через которое проходит электрон,

$$\beta = \frac{V}{c} = \frac{\sqrt{(1 + E/mc^2)^2 - 1}}{1 + E/mc^2}, \quad (1.10)$$

где c – скорость света в вакууме.

1.4 Импульсная катодолюминесценция

Люминесценцией называется свечение избыточное над тепловым излучением тела с длительностью, не превышающей периода световых колебаний. Такое определение люминесценции дал в 1948 г. известный советский ученый С.И. Вавилов (один из первых в СССР исследователей явления люминесценции). Таким определением С.И. Вавилов отделил люминесценцию от других видов теплового и не теплового излучения. К нетепловым видам излучения относят, например, рассеяние и отражение света, тормозное излучение, излучение Вавилова–Черенкова и др., которые практически являются безынерционными. Большая длительность люминесценции обусловлена процессами, происходящими между поглощением и испусканием энергии, длительность которых больше периода световых колебаний. Люминесценция может возбуждаться различными способами, например, при воздействии светом, при протекании химической реакции, при механической деформации, при воздействии пучком электронов и т.д. Для люминесцентного анализа вещества в основном используют фотолюминесценцию (ФЛ), рентгенолюминесценцию (РЛ) и катодолюминесценцию (КЛ). Наиболее распространенным люминесцентным анализом кристаллических неорганических веществ является ФЛ. Спектр фотолюминесценции содержит много информации о природе исследуемых образцов, но возбуждение фотолюминесценции происходит далеко не во всех природных минералах [76]. Число люминесцирующих минералов увеличивается при РЛ. Однако спектр рентгенолюминесценции в отличие от спектра фотолюминесценции менее информативен и проявляется в виде одной или нескольких слабоструктурированных полос. При возбуждении КЛ число люминесцирующих конденсированных веществ становится еще больше [77, 78]. Несмотря на то, что яркость КЛ, как правило, выше яркости РЛ и ФЛ, ее реже используют для люминесцентного анализа конденсированных веществ, что обусловлено рядом трудностей при ее практической реализации, которые будут

рассмотрены в п.1.4.1. Эти трудности можно преодолеть при возбуждении в различных конденсированных веществах импульсной катодолюминесценции, речь о которой также пойдет ниже.

1.4.1 Преимущества импульсной катодолюминесценции

Под действием пучков быстрых электронов наносекундной и субнаносекундной длительности с энергией сотни кэВ и плотностью $100\text{--}1000\text{ А/см}^2$ значительно увеличивается число люминесцирующих веществ. При воздействии таким пучком электронов возбуждается люминесценция почти во всех диэлектриках и полупроводниках. Такую люминесценцию относят к импульсной катодолюминесценции (ИКЛ).

При возбуждении катодолюминесценции непрерывным пучком электронов с энергией единицы – десятки кэВ, электроны проникают в вещество на глубину доли единиц – единицы мкм.

В слое на глубине единиц мкм сконцентрированы сорбированные атмосферные атомы и молекулы [5], а в слое толщиной до 20 мкм [79] сосредоточено повышенное содержание примесных ионов. Эти поверхностные дефекты, не характерные внутреннему объему вещества, сильно искажают спектральную информацию о таком веществе. Поэтому для возбуждения катодолюминесценции непрерывным пучком электронов удаляют поверхностный слой вещества химическим или механическим способом [77, 78], что соответственно приводит к нарушению его изначальных форм и размеров. Данное обстоятельство является недопустимым при анализе готовых изделий, например, в случае драгоценных камней. Помимо этого, в таком режиме облучения вещества пучком электронов осуществляется нагрев самого вещества, температура облучаемой поверхности может повышаться до 1000 К. При такой температуре повышается вероятность деструктивных явлений, которые в основном сопровождаются испарением вещества [5]. В результате испарения вещества

происходит модификация облучаемой поверхности, и изменение его примесного состава, из-за чего спектр катодолюминесценции в процессе наблюдения постоянно меняется [79]. Ситуация немного улучшается при металлизации и заземлении облучаемой поверхности образцов, что позволяет отводить избыточный отрицательный заряд с поверхности образца, который создает запирающий потенциал, препятствующий проникновению электронов в вещество. В этом случае энергия инжектируемых электронов может быть увеличена до 20–70 кэВ, тогда глубина проникновения электронов в вещество будет 3–30 мкм [5]. При такой глубине проникновения инжектируемых электронов снижается влияние поверхностных дефектов, что приводит к улучшению качества спектральной информации о люминесценции. Однако при длительном возбуждении люминесценции начинает также возрастать тепловая нагрузка на образец, которая повышает вероятность деструкции и модификации поверхности облучаемого образца, что ведет соответственно к искажению люминесцентной информации. К тому же металлизация поверхности образца наряду с полировкой поверхностного слоя еще сильнее усложняет процесс практической реализации люминесцентного анализа.

Всех этих недостатков лишена импульсная катодолюминесценция. При облучении вещества пучками электронов наносекундной длительности с энергией сотни кэВ, глубина проникновения электронов составляет уже сотни мкм для большинства веществ с плотностью 3–5 г/см³. Таким образом, эффективность возбуждения поверхностного слоя (толщина слоя ~ 10 мкм) мала, поэтому нет необходимости в его удалении, в отличие от возбуждения катодолюминесценции при непрерывном воздействии пучка электронов. Однако вторичные электроны, возникающие на глубине сотни мкм, уже не могут покинуть образец. В результате облучения пучком электронов с энергией в сотни кэВ на поверхности вещества накапливается избыточный отрицательный заряд (запирающий потенциал), который начинает тормозить поток электронов пучка. Те электроны, которые проникли в образец, возбуждают в нем люминесценцию, а остальные электроны

пучка рассеиваются на стенки камеры, теряя свою энергию, в том числе на генерацию тормозного рентгеновского излучения.

При воздействии такими пучками электронов (с высокой энергией и короткой длительности) повышается интенсивность полос люминесценции, что приводит к улучшению спектрального разрешения полос излучения ИКЛ вещества, а, следовательно, и к точности определения спектральных параметров излучения. Высокая яркость и информативность спектра ИКЛ позволяет проводить качественный неразрушающий люминесцентный анализ конденсированного вещества.

1.4.2 Механизмы возбуждения импульсной катодолюминесценции

Инжектируемые электроны ионизуют атомы вещества. Потери энергии электронов на ионизацию вещества описываются формулой Бете–Блоха (1.9). В результате этого процесса в веществах (полупроводниках и диэлектриках) генерируются горячие носители заряда – электронно-дырочные пары (ЭДП). Скорость образования ЭДП определяется из формулы [80]:

$$G = \frac{E \cdot j_e}{e \cdot d_e \cdot I}, \quad (1.11)$$

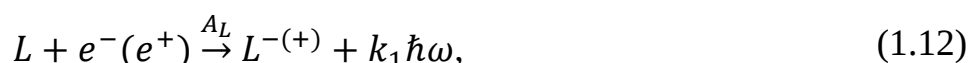
где E – энергия электрона, d_e – глубина проникновения электронов в вещество, j_e – плотность тока электронного пучка. Средний потенциал ионизации I является энергией образования ЭДП. Для диэлектриков и полупроводников он больше ширины запрещенной зоны и составляет порядка $I \approx 3E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны [81]. Вторичные электроны, образованные пучком электронов, энергию меньше $3E_g$ быстро релаксируют, опускаясь на дно зоны проводимости и дают малый вклад в процесс образования ЭДП.

В объеме вещества, в который были инжектированы электроны, помимо генерации ЭДП также осуществляется их рекомбинация. Рекомбинация ЭДП

реализуется в двух основных процессах – линейный и квадратичный процесс рекомбинации.

Линейный процесс рекомбинации ЭДП происходит на электронных и дырочных центрах. В полупроводниковых кристаллах основные состояния электронных и дырочных центров (рисунок 1.3 и 1.4) находятся в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (донорный центр) и потолка валентной зоны (акцепторный центр). В диэлектриках уровни энергии донорных и акцепторных центров, как правило, лежат вблизи середины запрещенной зоны. Основные механизмы линейного процесса рекомбинации ЭДП:

1. Локализация свободных электронов (e^-) и дырок (e^+) на ловушках (L):



В данном процессе (рисунок 1.3, а и 1.4, а) генерируется k_1 фононов со средней энергией $\hbar \omega$.

2. Рекомбинация локализованных электронов и свободных дырок (электронно-дырочный механизм) (рисунок 1.3) и локализованных дырок и свободных электронов (дырочно-электронный механизм) (рисунок 1.4).

Реализация того или иного механизма рекомбинации определяется донорным или акцепторным характером собственных или примесных дефектов-ловушек, которые называются предцентрами [5]. Такие дефекты не являются центрами люминесценции, а являются ловушками свободных носителей заряда (электронов или дырок).

При захвате ловушкой свободных носителей заряда образованные новые дефекты становятся центром люминесценции. Данные механизмы наиболее присущи полупроводниковым кристаллофосфорам [1, 76].

Если рассматривать электронно-дырочный механизм (см. рисунок 1.3), то дефект донорного типа D первым захватывает свободный электрон в реакции (1.9).

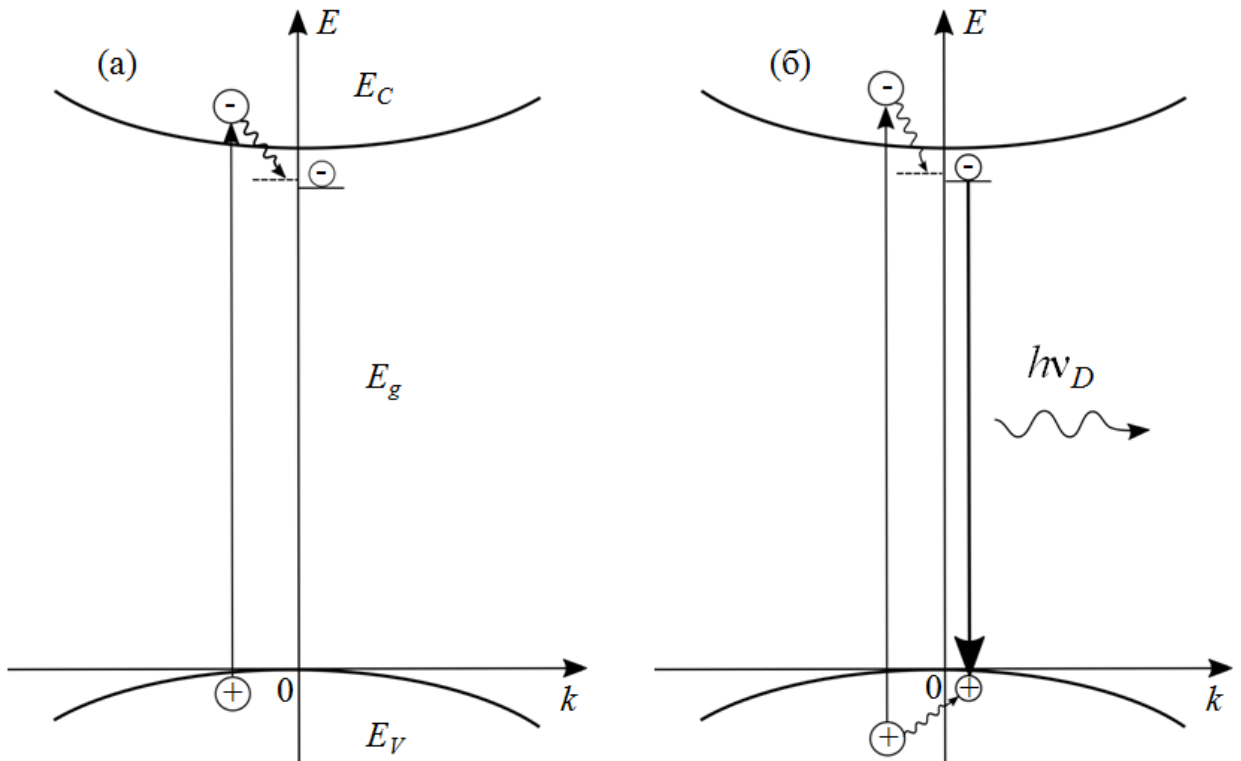


Рисунок 1.3 – Схема энергетический уровней и переходов при линейной рекомбинации электронно-дырочных пар: а – захват электронов, б – электронно-дырочный механизм люминесценции. E_c – зона проводимости, E_v – валентная зона, E_g – запрещенная зона

В результате образуется электронный центр D^- , расположенный в основном ниже основного уровня предцентра D (донора) с выделением энергии в виде генерации k_2 фононов:



Процесс рекомбинации ЭДП завершается в результате захвата свободной дырки электронным центром, вследствие чего происходит переход захваченного электрона в валентную зону с излучением фотона $h\nu_D$ и генерацией или поглощением k_3 фононов:



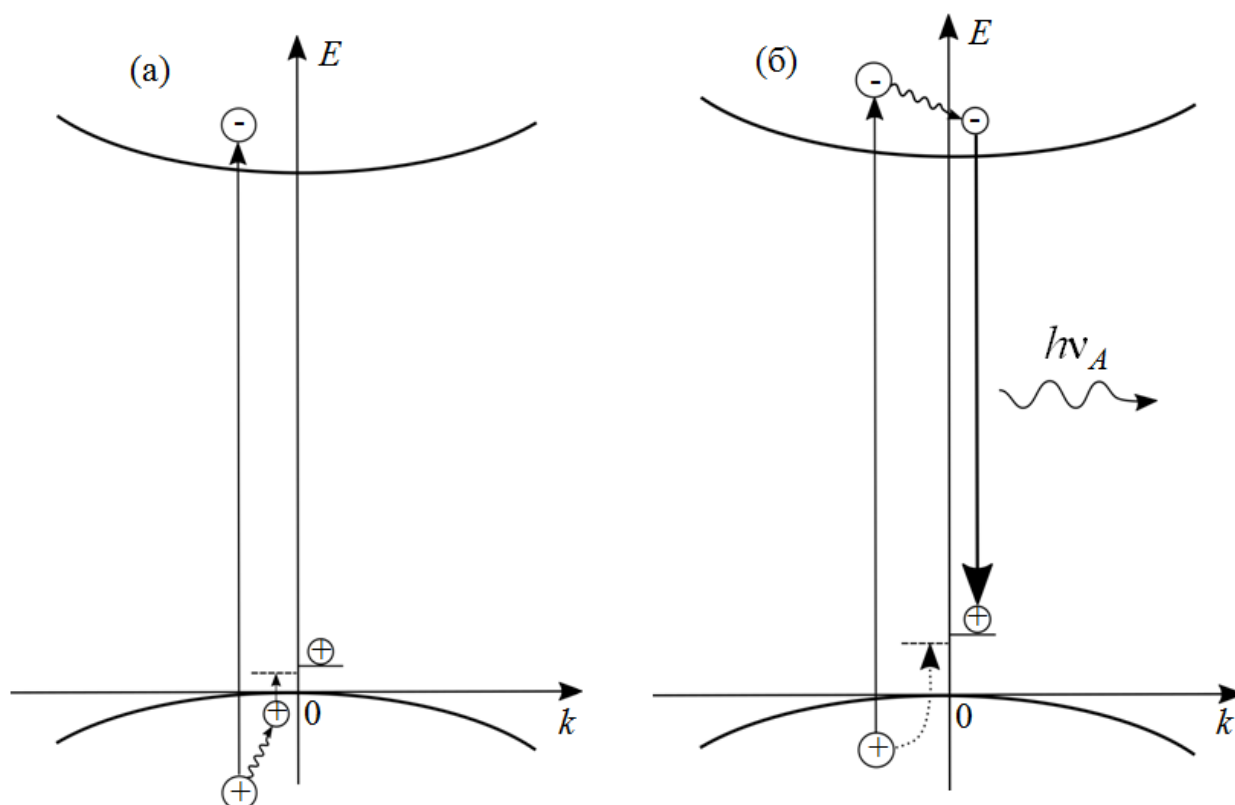


Рисунок 1.4 – Схема энергетических уровней и переходов при линейной рекомбинации электронно-дырочных пар: а – захват дырок ловушками, б – дырочно-электронный механизм люминесценции

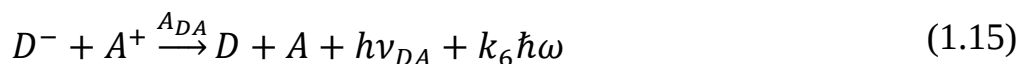
В случае дырочно-электронного механизма (см. рисунок 1.4) происходит вначале захват дефектом акцепторного типа А свободной дырки в реакции (1.12). В результате образуется дырочный центр A^+ , расположенный в основном выше основного уровня предцентра (акцептора) с поглощением энергии k_4 фононов:



При захвате дырочным центром свободного электрона происходит переход электрона из зоны проводимости на акцепторный уровень дырочного центра с излучением фотона $h\nu_A$ и k_5 фононов:



Если электронные и дырочные центры, образованные в реакциях (1.13) и (1.14), расположены близко к друг другу, то процесс полной рекомбинации ЭДП возможен в результате прямой излучательной аннигиляции:



Поскольку в полупроводниках донорные и акцепторные уровни предцентров расположены на небольшом расстоянии ($\sim 0,1$ эВ) от зоны проводимости и валентной зоны соответственно, то первые акты захвата носителей заряда в реакциях (1.12) – (1.14) происходят обычно безызлучательно. Вероятности этих реакций описываются выражением:

$$A_j = \langle \sigma_j \cdot v_{e(h)} \rangle \cdot N_j, \quad (1.16)$$

где N_j – концентрация центров захвата (j соответствует L , D и A); σ_j – эффективное сечение захвата свободного электрона или дырки; $v_{e(h)} = 10^8$ см/с – кинетическая скорость "свободных" электронов (дырок).

Собственные дефекты и примесные ионы с зарядом, не совпадающим с зарядом замещенных ими основных ионов образуют акцепторные и донорные предцентры. В номинально чистых кристаллах равновесная концентрация собственных дефектов может достигать величины $N_j = 10^{14} - 10^{15}$ см⁻³, а $\sigma_{D,A,L} \approx 10^{16}$ см² [82]. Содержание примесных дефектов в природных минералах и активированных кристаллах, как правило, выше величины $10^{17} - 10^{18}$ см³, однако эффективное сечение захвата свободных носителей заряда примесными дефектами на два-три порядка меньше. Поэтому максимальная вероятность захвата донорными и акцепторными предцентрами (дефектами) электронов и дырок составляет не более 10^8 с⁻¹. Обычно в относительно чистых кристаллах значение данной вероятности составляет $A_j \approx 10^5 - 10^6$ с⁻¹ и может превышать вероятности излучательных переходов A_{Dr} и A_{Ar} в реакциях (1.13а) и (1.14а), но всё же вероятность A_j определяет скорость линейной рекомбинации в вышеописанных процессах.

Квадратичный процесс рекомбинации ЭДП может осуществляться как без участия локальных уровней дефектов (рисунок 1.5, а), так и с участием этих уровней (рисунок 1.5, б; 1.6).

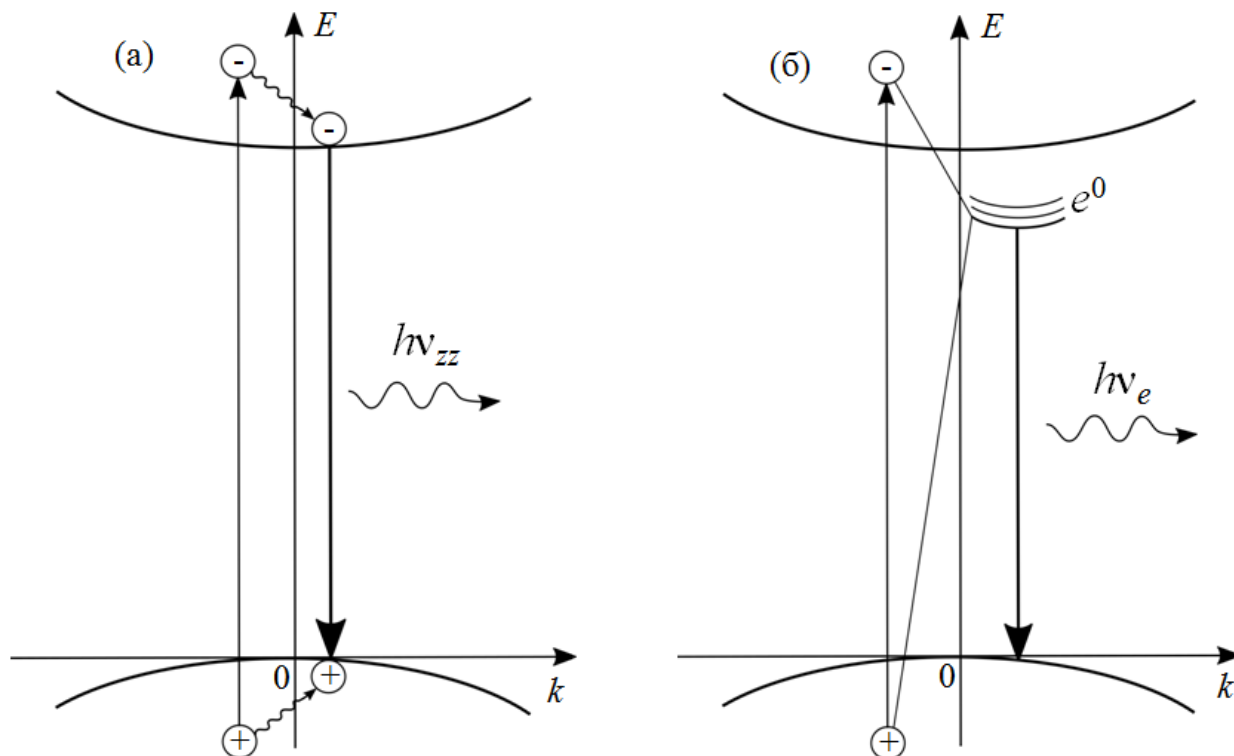


Рисунок 1.5 – Схема квадратичной рекомбинации электронно-дырочных пар: а – при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону, б – при образовании экситонов и их радиационном распаде

Квадратичная рекомбинация без участия локальных уровней осуществляется с помощью двух основных механизмов.

1а) При переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону происходит излучательная рекомбинация электронно-дырочной пары с излучением фотона и генерацией или поглощением m_1 фононов (см. рисунок 1.5, а):

$$e^- + e^+ \xrightarrow{B_1} h\nu_{zz} \pm m_1 \hbar\omega \quad (1.17)$$

Данный процесс протекает в основном излучательно вследствие большой ширины запрещенной зоны. Константа скорости реакции (1.17) составляет $B_1 \geq 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [80, 83].

1б) Образование экситонов (e^0) из электронно-дырочных пар (рисунок 1.5, б):

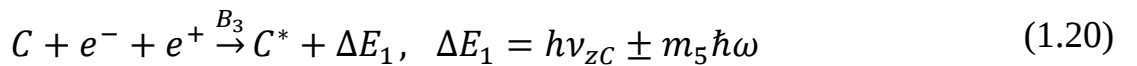


Константа скорости реакции (1.18) $B_2 \sim B_1$. Реакция (1.18) протекает в основном безызлучательно с генерацией m_2 фононов, так как основное состояние свободного экситона расположено ниже дна зоны проводимости на $\sim 0,1$ эВ. Затем происходит либо излучательный распад свободных экситонов, сопровождающийся генерацией m_3 фононов с вероятностью $A_{ex} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$:



либо локализация экситонов на кристаллических узлах с генерацией m_4 фононов.

2) Квадратичная рекомбинация с участием локальных уровней может проходить в виде реакции захвата ЭДП дефектами кристаллической решетки, которые являются центрами люминесценции. В результате такой реакции (с константой скорости B_3) образуется дефект в возбужденном состоянии C^* (рисунок 1.6, а):



Данная реакция может осуществляться только в случае, когда кристаллический дефект имеет систему собственных уровней энергии. Константа скорости реакции (1.20) $B_3 \approx \langle \sigma_z \cdot v_{e(h)} \rangle 4/3 \cdot \pi l_s^3 \cdot N_c$, где σ_z – эффективное поперечное сечение захвата дефектами кристаллической решетки свободного электрона (дырки), N_c – концентрация дефектов кристаллической решетки, $l_s \approx \tau_p \cdot v_e \approx 10^{-6} \text{ см}$ – длина свободного пробега дырки (электрона), $\tau_p \approx 10^{-14} \text{ с}$ [84–86] – характерное время релаксации электронов (дырок).

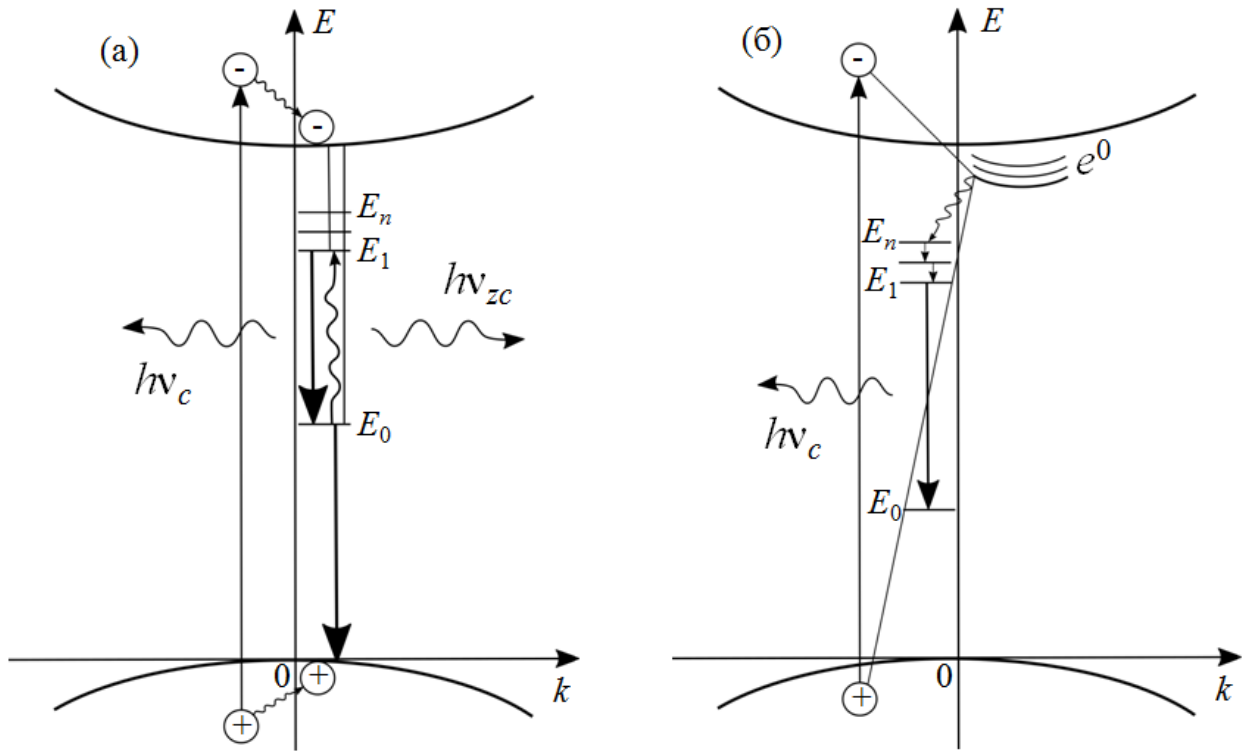
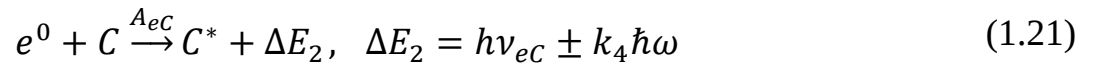


Рисунок 1.6 – Схема квадратичных процессов рекомбинации электронно-дырочных пар. Захват электронно-дырочной пары (а) и экситона (б) центром люминесценции без изменения его заряда

Реакция (1.20) подобна реакции локализации свободного экситона на дефекте кристаллической решетки, при которой также образуется дефект в возбужденном состоянии C^* (рисунок 1.6, б):



Реакции (1.20) и (1.21) протекают в основном излучательно, когда остаток энергии ЭДП (свободного экситона) ΔE_1 и ΔE_2 значительно превышает $\hbar\omega$.

Уравнение баланса концентрации ЭДП на основании рассмотренных выше процессов генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dn_{eh}}{dt} = G - A \cdot n_{eh} - B \cdot n_{eh}^2 \quad (1.22)$$

где A и B – суммарные коэффициенты линейной и квадратичной рекомбинации ЭДП на дефектах кристаллической решетки:

$$A = A_L + A_D + A_A = \sum_{i=1}^n a_i \cdot N_{ci} \quad (1.22a)$$

$$B = B_1 + B_2 + B_3 = B_{zz} + B_{ex} + \sum_{i=1}^m b_i \cdot N_{ci} \quad (1.22б)$$

где N_{ci} – концентрация дефектов кристаллической решетки i типа, n и m – число типов дефектов.

Константы скоростей линейной и квадратичной рекомбинации a_i и b_i определяются из (1.16) и (1.20).

Импульсная катодолюминесценция при облучении вещества мощными электронными пучками возбуждается главным образом в процессах рекомбинации электронно-дырочных пар, т. е. по физическому признаку она является рекомбинационной люминесценцией.

1.4.3 Катодолюминесцентный спектральный анализ

Люминесценцию, используемую для анализа вещества можно разделить на четыре основных вида:

- излучение электронных и дырочных центров;
- рекомбинационное излучение;
- внутрицентровая люминесценция;
- экситонное излучение.

Рекомбинационное излучение возникает в результате квадратичной рекомбинации ЭДП при переходе из зоны проводимости в валентную зону (переход зона – зона) (1.17) и при захвате центрами люминесценции электронно-дырочных пар (1.20). В этих реакциях рекомбинации в основном принимают участие электроны со дна зоны проводимости и дырки с потолка валентной зоны. В реакции (1.17) генерируется фотон с энергией $h\nu_{zz}$. В спектре излучения эта люминесценция возникает в виде узкой полосы, образуя коротковолновое крыло полосы краевой люминесценции.

В реакции (1.20) энергия излучаемых фотонов определяется энергией возбуждения центра люминесценции. Так как центр люминесценции обладает системой энергетических уровней, находящихся в запрещенной зоне, то энергия фотонов может изменяться в широком диапазоне (рисунок 1.5). В спектре это излучение может проявляться как в виде широких слабоструктурированных, так и в виде узких полос. Для этих двух типов рекомбинационного излучения интенсивность определяется как [5]:

$$I_{zz}(t) \approx h\nu_{zz} \cdot B_1 \cdot n_{eh}^2(t) \quad (1.23)$$

Она достигает максимального значения к концу импульса электронного пучка и нарастает пропорционально квадрату концентрации (n_{eh}) ЭДП.

Излучение электронных и дырочных центров описывается процессами линейной рекомбинации (1.13а, 1.14а, 1.15), проходящими между энергетическими зонами кристалла и уровнями электронных и дырочных центров. В полупроводниках уровни электронных и дырочных центров расположены вблизи разрешенных зон, а люминесценция этих центров проявляется в виде широкой слабоструктурированной полосы на длинноволновом крыле полосы перехода зона – зона, образуя единую полосу краевой люминесценции. В диэлектриках энергетические уровни этих центров могут находиться вблизи середины запрещенной зоны, образованные примесными или собственными дефектами. В отличие от полупроводников спектр люминесценции

электронных и дырочных центров в диэлектриках смещен в красную область от полосы краевой люминесценции. Поведение интенсивностей люминесценции электронных и дырочных центров описываются одинаковыми уравнениями. Интенсивность люминесценции вещества, в котором содержатся предцентры акцепторного типа (с концентрацией A) определяется вероятностью излучательного распада A_{Ai} и концентрацией центров люминесценции A^- :

$$I_A(t) = h\nu_A \cdot A_{Ai} \cdot A^- \quad (1.24)$$

Для вещества, содержащего предцентры донорного типа, интенсивность люминесценции $I_D(t)$ будет подобна уравнению (1.24).

Внутрицентровая люминесценция возникает в результате излучательного перехода между локальными уровнями одного центра люминесценции. Как правило, такой переход осуществляется между уровнями, которые соответствуют возбужденному (верхний уровень) и основному состоянию (нижний уровень) центра люминесценции. Интенсивность внутрицентровой люминесценции определяется как [5]:

$$I_C(t) \approx h\nu_c \cdot A_{i0} \cdot N_i(t), \quad (1.25)$$

где $N_i(t)$ – населенность излучательного уровня, A_{i0} – вероятность оптического перехода с излучательного уровня в основное состояние.

Экситонное излучение возникает при излучательной реакции спонтанного распада свободных экситонов и при захвате свободных экситонов центрами люминесценции. При экситонном излучении первого типа в спектрах свечения наблюдается одна либо серия узких полос краевой люминесценции. При экситонном излучении второго типа спектр свечения схож со спектром рекомбинационного излучения при захвате центрами люминесценции ЭДП. Интенсивности этих двух типов экситонного излучения описываются подобно формуле для интенсивности внутрицентровой люминесценции (1.25) [5].

1.5 Излучение Вавилова–Черенкова. Черенковские детекторы

В 1934 г. физик-экспериментатор П. А. Черенков, будучи аспирантом С. И. Вавилова, проводя исследование люминесценции жидкостей под действием гамма-излучения радия, обнаружил новый вид свечения (излучение Вавилова–Черенкова). Сообщение об открытии было опубликовано П. А. Черенковым и С. И. Вавиловым в работах [87, 88]. В исследованиях нового вида свечения П. А. Черенкову удалось определить, что свечение возникало благодаря электронам, образующимся в результате комптон-эффекта гамма-излучения радия на атомных электронах вещества. Свечение в различных жидкостях возникало только при жестком гамма-излучении радия (то есть свечение имело пороговый характер). При этом не наблюдалось ни температурного, ни примесного тушения свечения в отличие от люминесценции. Кроме того, наблюдаемое свечение имело синий цвет (интенсивность излучения сосредоточена главным образом в сине-фиолетовой области спектра), резко выраженную направленность (вдоль направления движения комптон-электронов) и было сильно поляризовано (отличалось от поляризации люминесценции). Через три года после обнаружения этого свечения, которое впоследствии было названо излучением Вавилова–Черенкова (ИВЧ), физики-теоретики И. М. Франк и И. Е. Тамм создали теорию, полностью объясняющую его физический механизм [89].

Возникновение излучения Вавилова–Черенкова и его направленность можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса–Френеля. При движении заряженной частицы (например, электрона) со скоростью v в прозрачной среде с показателем преломления $n > 1$, возникает кратковременная поляризация атомов вещества, расположенных на пути движущейся заряженной частицы (электрона). Поляризованные атомы, возвращаясь в свое исходное состояние, начинают излучать элементарные электромагнитные волны со скоростью u . При движении электрона в оптически изотропной среде распространяющиеся электромагнитные волны будут сферическими. Фазовая скорость распространения таких

электромагнитных волн в среде с показателем преломления n будет определяться как:

$$u = \frac{c}{n} \quad (1.26)$$

Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, сферические волны за счет интерференции будут гасить друг друга везде кроме их общей огибающей.

В случае, когда скорость движения заряженной частицы v будет выше, чем скорость распространения электромагнитных волн u в этой среде (рисунок 1.7, *а*), то возникающие сферические волны будут пересекаться, а их общая огибающая образует волновую поверхность, которая представляет собой конус с вершиной в точке, совпадающей с мгновенным положением частицы (рисунок 1.7, *а*). Нормали к этой волновой поверхности (волновые векторы, изображенные на рисунке 1.7, *а*) показывают направление распространения излучения Вавилова–Черенкова.

В случае, когда скорость распространения электромагнитных волн u будет больше, чем скорость движения заряженной частицы v в этой среде, то возникающие сферические волны пересекаться не будут, а, следовательно, не будет их общей огибающей и излучение не возникнет.

Волновой фронт ИВЧ распространяется в виде конуса (рисунок 1.7, *б*), ось которого совпадает с направлением движения частицы, а угол θ , образующийся между направлением движения частицы и волновым вектором можно вычислить следующим образом. Частица, проходя точку A (рисунок 1.7, *а*) порождает сферическую электромагнитную волну, которая за время t распространяется на расстояние $R = u \cdot t$. За это же время t частица, движущаяся со скоростью $v > u$, проходит расстояние $AB = v \cdot t$.

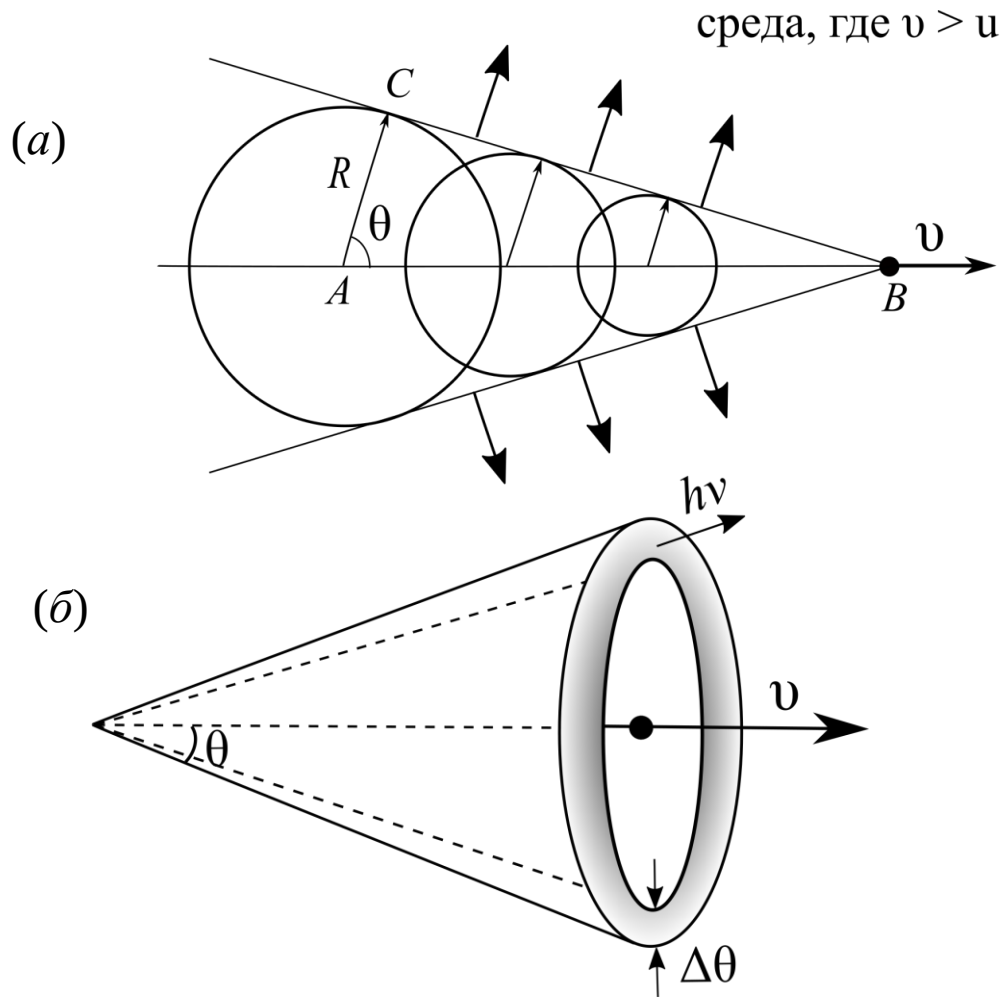


Рисунок 1.7 – Пространственное распределение излучения Вавилова–Черенкова

Таким образом, угол θ , под которым распространяется ИВЧ, определяется как:

$$\cos\theta = \frac{AC}{AB} = \frac{u}{v} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.27)$$

Чем выше скорость (энергия) заряженной частицы и показатель преломления n среды, тем больше угол θ , под которым распространяется ИВЧ. Максимально возможный угол, под которым может распространяться ИВЧ в среде с показателем преломления n , можно определить из формулы (1.27) при $\beta = 1$. Так, например, для воды ($n = 1.33$) этот угол равен $\theta_{\max} \approx 41^\circ$, а для алмаза ($n = 2.42$) $\theta_{\max} \approx 66^\circ$.

На самом же деле показатель преломления n зависит от длины волны (частоты) излучения $n(\lambda)$, поэтому в выражении (1.27) угол θ будет меняться в зависимости от λ . Известно, что обычно показатель преломления света в фиолетовой области спектра $n_{\text{ф}}$ больше, чем в красной $n_{\text{кр}}$, поэтому угол θ также в этом случае будут различным. Угол, под которым распространяется ИВЧ, будет “размыт” на величину $\Delta\theta = \theta_{\text{ф}} - \theta_{\text{кр}}$ (рисунок 1.7, б). Поэтому излучение Вавилова–Черенкова будет распространяться между двух конических поверхностей (область, выделенная серым цветом на рисунке 1.7, б), где внешний конус соответствует распространению ИВЧ в фиолетовой области спектра, а внутренний – в красной области спектра.

При движении в веществе электрон тратит часть своей энергии на ИВЧ, хоть эта часть и мала ($\sim 0.1\%$) [73] по сравнению с потерями на ионизацию атомов вещества (1.9). Потери энергии электрона на ИВЧ в интервале частот $d\omega$ можно определить через эффективную силу радиационного торможения dF [90]:

$$dF = \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2} \right) \omega d\omega \quad (1.28)$$

Нетрудно перейти в выражении (1.28) от циклической частоты ω к длине волны λ с помощью формулы: $\omega = 2\pi c/\lambda$. Тогда спектральную плотность мощности ИВЧ $dP(\lambda)/d\lambda$ для одного электрона можно определить как:

$$dP(\lambda) = V dF = 4\pi^2 e^2 V \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad (1.29)$$

Также нетрудно из выражения (1.29) перейти к выражению для спектральной плотности энергии излучения $dQ/d\lambda$, умножив выражение (1.29) на соответствующий временной интервал.

Излучение Вавилова–Черенкова возникает при некоторой энергии электрона, называемой пороговой, которая зависит от показателя преломления вещества n .

Пороговая энергия E_{th} возникновения ИВЧ определяется из формулы (1.29) при равенстве нулю выражения в скобках:

$$E_{th} = mc^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (1.30)$$

Чем выше показатель преломления n , тем ниже пороговая энергия E_{th} возникновения ИВЧ (рисунок 1.8, *а*). Так, например, для алмаза, у которого показатель преломления $n = 2.42$, пороговая энергия возникновения ИВЧ $E_{th} = 50$ кэВ.

Из выражения (1.29) следует, что интенсивность ИВЧ увеличивается при уменьшении длины волны (обратно пропорционально λ^3), и увеличении скорости (энергии) электронов (рисунок 1.8, *б* и *в*). Из рисунка 1.8 (*в*) видно, что наибольшая доля энергии ИВЧ сосредоточена в УФ области спектра. Поэтому зарегистрировать ИВЧ проще всего в таких средах, которые прозрачны в УФ области спектра, и обладают сравнительно высоким показателем преломления.

Черенковские детекторы. Излучение Вавилова–Черенкова не сразу нашло свое практическое применение в связи с малой интенсивностью излучения. Еще во времена открытия излучения Вавилова–Черенкова, П. А. Черенкову приходилось часами проводить время в темноте, наблюдая еле видимое глазу голубое свечение, не говоря уже о надежной регистрации отдельных частиц по излучению Вавилова–Черенкова. Толчком к практической реализации излучения Вавилова–Черенкова послужило изобретение в середине XX века фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), который позволял регистрировать слабые сигналы свечения. В дальнейшем с развитием техники ускорителей заряженных частиц и создании более чувствительных ФЭУ начали активно разрабатываться детекторы, работающие на основе ИВЧ (Черенковские детекторы) и внедряться в различные области науки и техники. В настоящее время Черенковские детекторы (ЧД) широко применяются в таких областях как ядерная физика, физика высоких энергий и астрофизика.

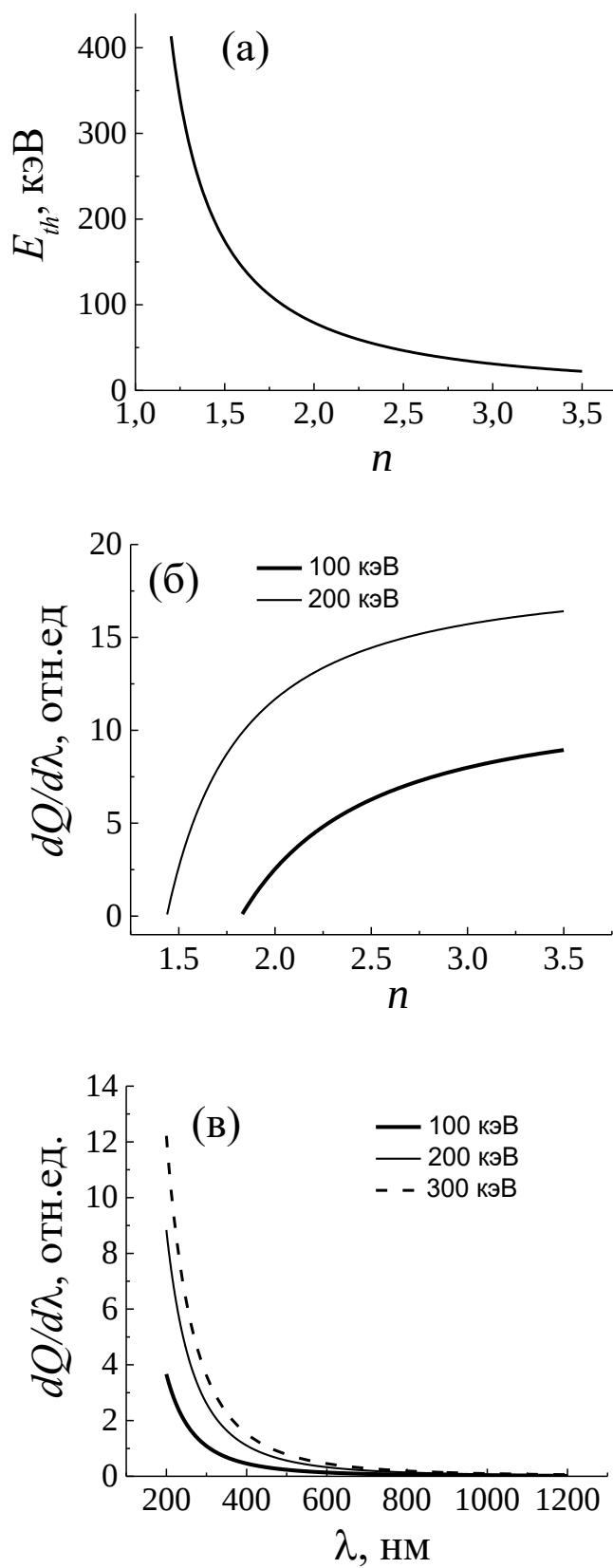


Рисунок. 1.8 – Зависимость пороговой энергии электронов для возникновения ИВЧ (а), спектральной плотности ИВЧ от показателя преломления для энергий электронов 100 и 200 кэВ (б) и в алмазе от длины волны (в)

По сравнению с другими детекторами элементарных частиц (например, сцинтилляционными, полупроводниковыми, газоразрядными) ЧД имеют ряд преимуществ. Так с помощью ЧД можно получить с высокой точностью такую информацию о регистрируемой частице как, например, энергия, направление движения, масса, заряд частицы. Огромный вклад ЧД внесли в физику элементарных частиц, благодаря которым были обнаружены новые элементарные частицы, такие как антипротон, антинейтрон и другие.

Черенковский детектор состоит из трех основных элементов: радиатора (излучателя) в котором возникает ИВЧ, оптической системы, передающей сигнал в регистрирующий прибор, и самого прибора, которым, как правило, является ФЭУ. В качестве радиатора может быть использовано любое прозрачное вещество, находящееся в твердом, жидком или газообразном состоянии. В зависимости от конструкции оптической системы ЧД подразделяют на три основных типа:

- пороговые детекторы;
- дифференциальные детекторы;
- детекторы кольцевого изображения или RICH–детекторы (Ring Imaging Cherenkov).

Пороговый ЧД регистрирует все частицы с энергией выше пороговой для возникновения ИВЧ E_{th} (1.30). Схематично пороговый ЧД изображен на рисунке 1.9. Основное преимущество такого типа детектора относительно других это его простота.

Дифференциальные ЧД служат для регистрации частиц, которые испускают ИВЧ под определенным углом θ (1.27). Конструкция детектора изготавливается таким образом, чтоб в ФЭУ попадало излучение только от тех частиц, которые движутся с определенной скоростью. Частицы с другими скоростями будут испускать ИВЧ под углами, которые не будут попадать на фотокатод ФЭУ. Таким образом, можно осуществлять селекцию частиц с определенной скоростью (энергией).

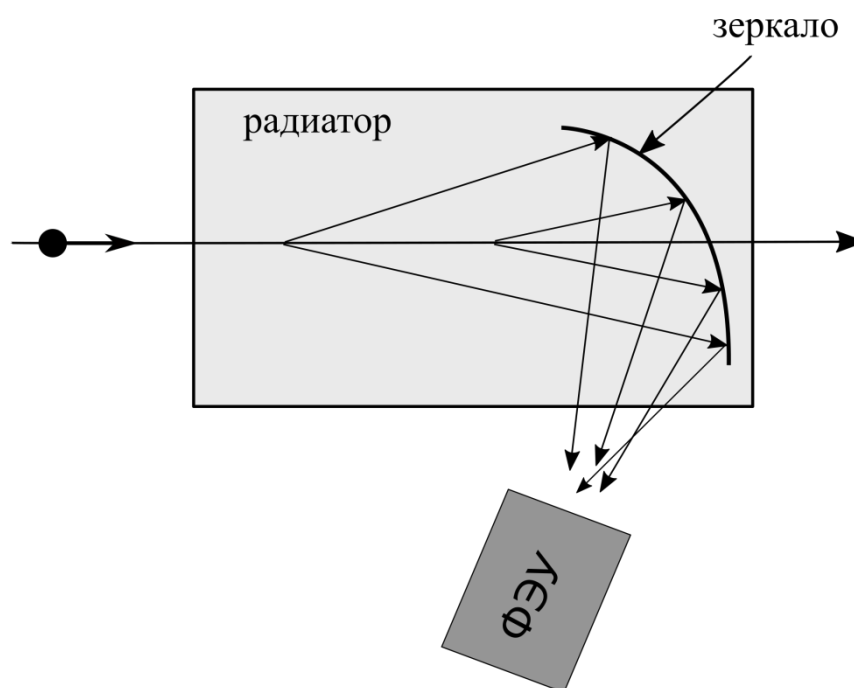


Рисунок 1.9 – Схема работы порогового детектора

RICH детекторы имеют фотоприемники и регистрируют изображения колец излучения Вавилова–Черенкова (рисунок 1.7, б). С помощью специальных алгоритмов [91] из полученных изображений можно извлекать такую информацию как: угол θ , скорость и заряд частицы.

В исследованиях, проводимых в рамках настоящей диссертации, использовался пороговый Черенковский детектор полного поглощения (когда частица не выходит из радиатора). Данный тип детектора используется для регистрации пучков убегающих электронов различных энергий в установках по управляемому термоядерному синтезу – токамак [7, 8]. В качестве радиатора в установках токамак часто используется алмаз [92–94]. Алмаз обладает высоким показателем преломления n , прозрачностью в УФ области спектра (рисунок 1.8, в), где интенсивность ИВЧ максимальна. Кроме того, алмаз обладает высокой теплопроводностью и термостойкостью, а также проводимостью при возбуждении пучком электронов, что является необходимым условием для его использования в токамаках, где в процессе работы достигаются высокие температуры.

К материалам радиатора, используемых в ЧД предъявляется ряд общих требований [95]: материал радиатора должен по возможности иметь высокий показатель преломления n ; материал радиатора должен быть прозрачным в видимой области спектра, если входное окно ФЭУ сделано из стекла, и в УФ области спектра, если входное окно ФЭУ сделано из кварца, к тому же интенсивность ИВЧ максимальна в УФ области (см. рисунок 1.8, в); и последнее – материал радиатора не должен люминесцировать. Последнее требование особенно важно для пороговых детекторов полного поглощения, где за счет частиц с энергией меньше пороговой может быть зарегистрировано излучение, вызванное люминесценцией.

Таким образом, резюмируя все вышесказанное в этой главе, подведем итог. Пучок электронов, попадая вещество, может порождать излучение разной природы – катодолюминесценцию и излучение Вавилова–Черенкова. В зависимости от энергии электронов и свойств вещества (радиатора) может преобладать то или другое излучение.

Выделим основные отличия люминесценции от ИВЧ:

- ИВЧ имеет пороговый характер, то есть возникает при определенной энергии заряженной частицы;
- ИВЧ имеет выраженную направленность вдоль направления движения заряженной частицы, люминесценция же излучает в полный телесный угол;
- Эффект Вавилова–Черенкова является безынерционным, длительность люминесценции не может быть меньше периода световых колебаний;
- Энергия ИВЧ большей частью сосредоточена в УФ области спектра;
- Люминесценция подвержена примесному и температурному тушению, на ИВЧ это не влияет.

В настоящей диссертационной работе проводятся исследования импульсной катодолюминесценции и излучения Вавилова–Черенкова при воздействии пучком убегających электронов (с энергией до 300 кэВ) нано- и субнаносекундной

длительности на различные материалы (диэлектрики и полупроводники). Кроме того, субнаносекундная длительность пучка электронов помимо снижения радиационной нагрузки на исследуемый образец позволяет исследовать переходные процессы ИКЛ в диэлектриках и полупроводниках.

2. Экспериментальное оборудование и методики измерений

Экспериментальное исследование свечения (ИКЛ и ИВЧ) различных веществ диэлектрического и полупроводникового типа проходило на разных установках.

Исследование амплитудно-временных и спектральных характеристик ИКЛ в различных диэлектриках и полупроводниках проходило на установке, включающей в себя высоковольтный генератор наносекундных импульсов напряжения СЛЭП-150, работающий в моноимпульсном режиме, подключенный к разрядной камере, а также комплекс необходимой регистрирующей аппаратуры. Эта установка подробно описана в п. 2.1.

Исследование амплитудно-временных и спектральных характеристик свечения (ИКЛ и ИВЧ) в полиметилметакрилате проходило также на установке, описанной выше, а в различных кристаллах (диэлектриках и полупроводниках) на установке, включающей в себя два высоковольтных генератора наносекундных импульсов напряжения РАДАН-220 и ГИН-55-01, подключенные к разрядным камерам, и работающие моноимпульсным и в импульсно-периодическом режиме соответственно. Данная установка включала также комплекс регистрирующей аппаратуры, все это подробно описано в п. 2.2.

Кроме того, для повышения чувствительности метода регистрации ИВЧ, исследования свечения для ряда кристаллов, наиболее подходящих для регистрации ИВЧ, проводились на определенных длинах волн в УФ области спектра на установке, которая включала в себя генератор РАДАН-220 и комплекс регистрирующей аппаратуры, состоящий, главным образом, из ФЭУ и монохроматора. Данная установка и методика измерений также описаны в п. 2.2.

2.1 Экспериментальная установка по исследованию импульсной катодолюминесценции кальцита, алмаза, сподумена и флюорита

Для возбуждения катодолюминесценции в кристаллах использовался генератор СЛЭП-150 [96]. Генератор СЛЭП-150 формировал импульсы напряжения в линии с волновым сопротивлением 100 Ом с амплитудой в падающей волне ~ 130 кВ, и фронтом импульса напряжения ~ 250 пс на уровне 0.1–0.9. Такой короткий фронт импульса напряжения обеспечивался обострителем разрядником Р-43, корпус которого являлся одним из электродов высоковольтной линии генератора (рисунок 2.1). Подключение генератора к газовому диоду осуществлялось с минимальной индуктивностью. Газовый диод имел диаметр 54 мм, а межэлектродное расстояние могло варьироваться в различных пределах от 1 до 18 мм. В качестве катодов чаще всего использовались трубочки из нержавеющей стали диаметром 6 мм и толщиной стенки ~ 100 мкм. Как было показано в [55, 97], с катодами из нержавеющей стали достигаются наибольшие амплитуды тока пучка. Также в эксперименте использовался сетчатый катод, который представлял собой тор (рисунок 2.2, а), одна сторона которого помещалась на металлическую пластину, а к противоположной поверхности были припаяны проволоки из нержавеющей стали с шагом 5 мм и диаметром 0.5 мм. С данным типом катода при диаметре тора 45 мм были получены наибольшие амплитуды тока пучка за фольгой за счет увеличения длины рабочей поверхности катода с малым радиусом кривизны [98]. Кроме того, данная конструкция катода позволила улучшить однородность тока пучка при больших диаметрах катода (рисунок 2.2, б).

Анодом служили алюминиевые фольги различной толщины или AlMg фольга толщиной 40 мкм. Использовались сетки с разными размерами ячеек (разной прозрачностью), в том числе и для армирования фольги.

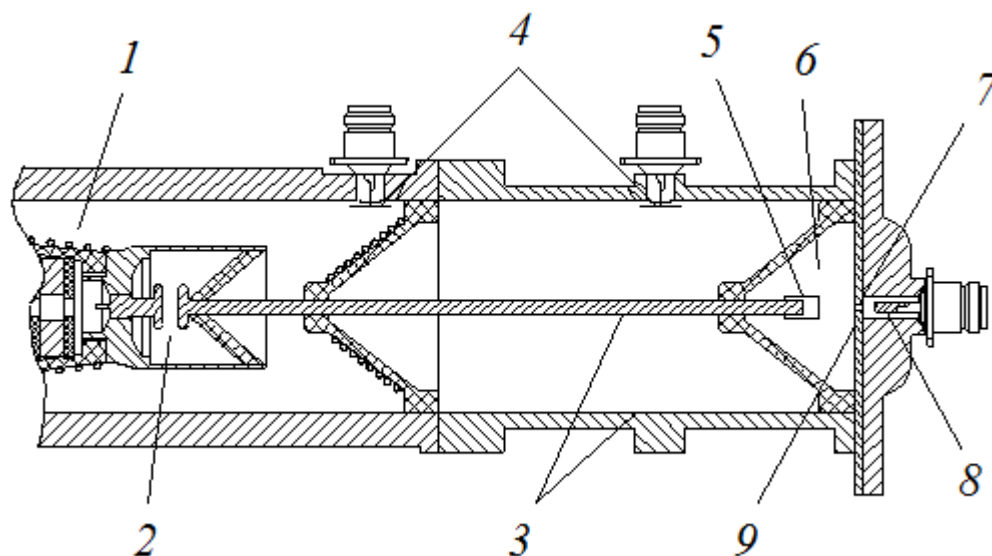
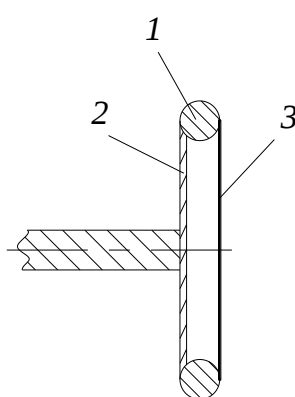
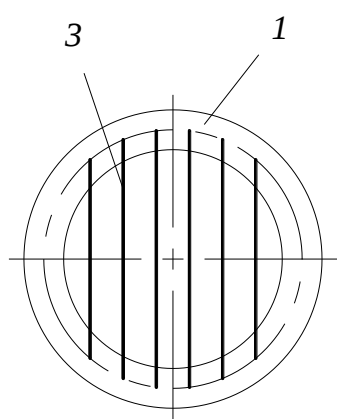


Рисунок 2.1 – Конструкции выходной части генератора СЛЭП-150 с передающей линией: 1 – генератор, 2 – обострительный разрядник, 3 – передающая линия, 4 – емкостные делители для измерений напряжений, 5 – трубчатый катод диаметром 6 мм, 6 – газовый диод, 7 – анод из фольги, 8 – коллектор с диаметром приемной части 3 мм, 9 – диафрагма



a

б

Рисунок 2.2 – Конструкция катода: 1 — тор из нержавеющей стали, 2 — металлическая пластинка, 3 — проволоки из нержавеющей стали (*a*) и автограф электронного пучка на фотопленке РФ-3 шириной 25 мм за один импульс с данным катодом (*б*)

На рисунке 2.1 приведена конструкция газового диода с катодом в виде трубки и линия генератора СЛЭП-150 с двумя емкостными делителями,

заполненная трансформаторным маслом. Применение передающей линии позволило регистрировать падающую и отраженную от газового диода волну напряжения и повысить точность измерения напряжения на разрядном промежутке газового диода во время генерации тока пучка.

Ток пучка регистрировался двумя коллекторами с разной конструкцией приемной части. В одном коллекторе приемная часть была изготовлена в виде конуса с диаметром основания 20 мм, а в другом в виде цилиндра диаметром 3 мм. При использовании приемной части диаметром 3 мм коллектор позволял регистрировать импульсы с длительностью на полувывсоте ~ 50 пс [99], а с приемной частью 20 мм импульсы с длительностью на полувывсоте ~ 100 пс [59, 60]. Конструкция коллектора с диаметром приемной части 3 мм показана на рисунке 2.1. Коллектор устанавливался на продольной оси газового диода (рисунок 2.1).

Для регистрации сигналов с емкостных делителей и коллектора применялся осциллограф DPO70604 (полоса пропускания – 6 ГГц, частота дискретизации – 25 выборок за наносекунду).

Электрические сигналы с емкостных делителей и коллекторов снимались с помощью радиочастотных коаксиальных разъемов N-типа. Для ослабления электрических сигналов применялись аттенюаторы 142-NM фирмы Barth Electronics. Длина измерительных кабелей выбиралась минимально возможной. Как известно, при увеличении длины регистрационного кабеля длительность субнаносекундного импульса увеличивается, а его амплитуда уменьшается (см., например, данные по увеличению длительности тока пучка в [99]). В работе использовались радиочастотные коаксиальные кабели 5D-FB (RadioLab) с волновым сопротивлением 50 Ом, которые имели ослабление для сигнала с частотой 5 ГГц 63 децибела на 100 м. Приемная часть коллекторов была согласована с разъемом и кабелем.

Эксперименты по регистрации ИКЛ проводились с различными образцами кристаллов (таблица 1).

Таблица 1 – Исследуемые образцы кристаллов и их свойства.

Кристаллы	Происхождение	Наличие примесей	Размеры, мм
Алмаз IIa типа	природный минерал	содержит азот (не более 10^{18} см^{-3})	$\varnothing 5 \times 0.25$
Алмаз IIa типа	синтетический, полученный методом газохимического осаждения	номинально-безпримесный	$10 \times 10 \times 0.5$
Флюорит (CaF_2)	синтетический	—	$\varnothing 20$
Сподумен ($\text{LiAlSi}_2\text{O}_6$)	природный минерал	~ 1 атом. % марганца	$60 \times 20 \times 10$
Кальцит (CaCO_3)	природный минерал	~ 1 атом. % марганца	$10 \times 5 \times 2$

Исследуемые кристаллы устанавливались на расстоянии ~ 5 мм от поверхности анодной фольги и закреплялись на торце кварцевого световода №1 с приемной площадкой 3×3 мм для регистрации амплитудно-временных характеристик свечения либо на торце кварцевого световода № 2 для регистрации спектральных характеристик (рисунок 2.3).

Для регистрации импульсов излучения ИКЛ использовался фотоприемник PD025 с катодом LNS20 компании Photek. Чувствительность фотоприемника в области 350–850 нм составляла ~ 40 мА/Вт. Оптический сигнал на окно фотоприемника подавался по световоду №1, который был прозрачен в области длин волн 400–850 нм. Время нарастания переходной характеристики для фотоприемника составляло ~ 80 пс, а для системы регистрации ИКЛ вместе со световодом это время составляло не более 300 пс.

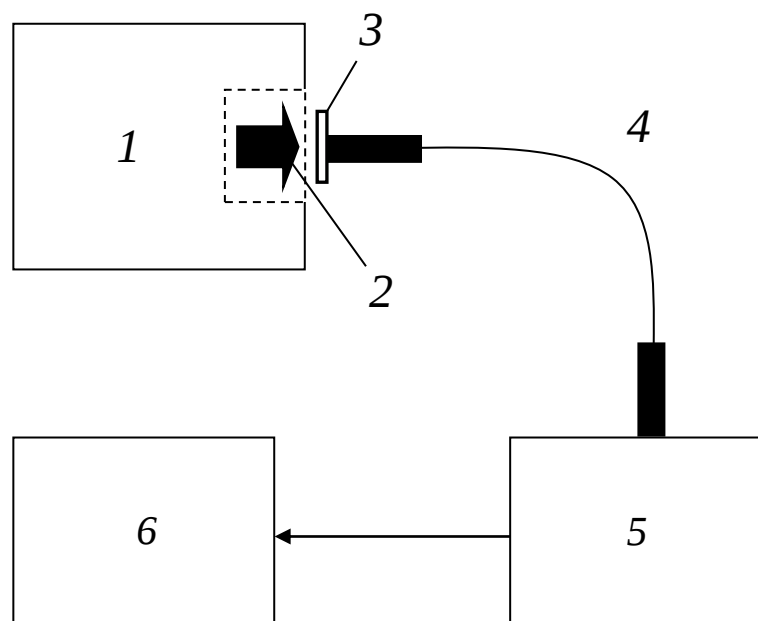


Рисунок 2.3 – Блок-схема экспериментальной установки. 1 – генератор СЛЭП-150, 2 – электронный пучок, 3 – исследуемый образец, 4 – кварцевый световод №1 или №2, 5 – фотоприемник PD025 или спектрометр EPP-2000C, 6 – осциллограф или компьютер

Для регистрации спектров излучения использовался малогабаритный спектрометр EPP-2000C (Stellar-Net Inc.) с известной спектральной чувствительностью в диапазоне от 200 до 850 нм, и спектральным разрешением ~ 1.5 нм. Свечение ИКЛ по световоду №2 диаметром 0.6 мм подавалось на входную щель спектрометра EPP-2000C (Stellar-Net Inc.), который был связан с компьютером (рисунок 2.3) и регистрировались спектры излучения в диапазоне 200–850 нм. Спектр ИКЛ записывался после накопления нескольких импульсов. Из полученного спектра вычиталась фоновая составляющая, и производился учет спектральной чувствительности спектрометра и пропускания световода № 2.

Для уменьшения влияния электромагнитных наводок осциллограф DPO70604, фотоприемник PD025 (Photek) и спектрометр EPP-2000C (Stellar-Net Inc.) располагались в экранированной комнате.

Перед проведением эксперимента по регистрации спектральных и амплитудно-временных характеристик свечения катодолюминесценции была проведена работа по оптимизации параметров газового диода генератора СЛЭП-

150. При использовании катода, изображенного на рисунке 2.2 (а), амплитуда тока пучка за алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм, в случае заполнения газового диода воздухом атмосферного давления, достигала 80 А [98]. Однако плотность тока пучка в этих условиях была сравнительно малой. При длительности импульса тока пучка на полувысоте ~ 100 пс, в центре фольги средняя плотность тока с коллектора, который имел диаметр приемной части 20 мм, не превышала 5 А/см^2 , а с поверхности приемной части коллектора диаметром 3 мм не превышала 7 А/см^2 . Этой плотности тока пучка было достаточно только для регистрации спектров ИКЛ спектрометром (ЕРР-2000С) за ~ 100 импульсов, но недостаточно для надежной регистрации амплитудно-временных характеристик ИКЛ фотодиодом PD025 (Photek).

Значительное увеличение плотности тока пучка на выходе из фольгового анода удалось достичь с трубчатым катодом (из нержавеющей стали диаметром 6 мм и толщиной стенки ~ 100 мкм) при заполнении газового диода гелием до давлений не выше 60 Торр [100]. Ток пучка выводился через диафрагму диаметром 10 мм и AlMg фольгу толщиной 40 мкм. Межэлектродное расстояние составляло 12 мм. В этих условиях максимальная плотность тока пучка достигала $\sim 100 \text{ А/см}^2$ (рисунок 2.4). Кроме того, за счет изменения давления газа в диоде можно было регулировать длительность импульса тока пучка. Возбуждение ИКЛ образцов кристаллов осуществлялось при длительностях импульсов тока пучка на полувысоте – 0.1 и 0.25 нс, режимы 1 и 2, соответственно. Давления гелия в газовом диоде при этом составляли 60 и 30 Торр, соответственно (рисунок 2.4, а и б).

Также для возбуждения ИКЛ кристаллов использовался импульс тока пучка, состоящий из двух частей, который был получен при давлении гелия в газовом диоде около 1 Торр (режим 3, рисунок 2.4, в). Первая часть импульса состояла из одного пика большей амплитуды с длительностью на полувысоте 0.65 нс, а вторая часть импульса состояла из двух пиков меньшей амплитуды с общей длительностью ~ 1.7 нс, которая генерировалась через 3 нс после начала первого пика (рисунок 2.4, в).

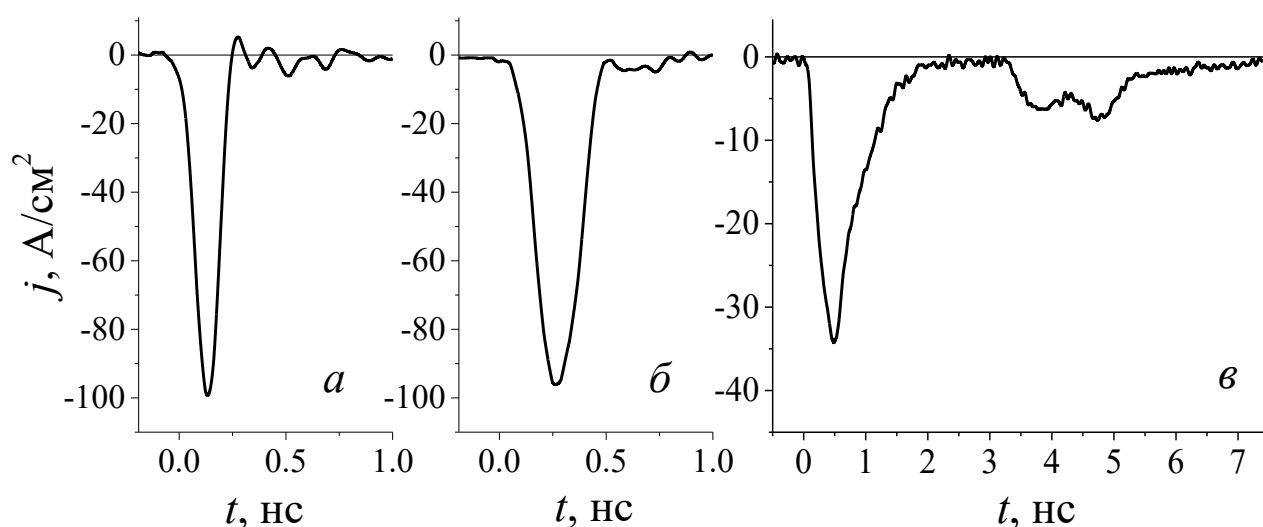


Рисунок 2.4 – Осциллограммы плотности тока пучка при давлении гелия 60 (а), 30 (б) и 1 Торр (в). Трубчатый катод. Генератор СЛЭП-150

Это позволяло регистрировать фронт повторного увеличения интенсивности люминесценции. Энергии электронов пучка лежали в сравнительно широком диапазоне (десятки – сотни кэВ).

2.2 Экспериментальная установка по исследованию импульсной катодолюминесценции, фотолюминесценции и излучения Вавилова–Черенкова в различных материалах

Первые исследования, в которых были попытки зарегистрировать ИВЧ, начались с полиметилметакрилата (ПММА, оргстекло). Свечение полиметилметакрилата (ПММА) возбуждалось с помощью генератора СЛЭП-150. Газовый диод состоял из катода малого радиуса кривизны и плоского анода. В качестве катода использовалась трубка, выточенная из нержавеющей стали с толщиной кромки 200 мкм. Анодом являлась алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Межэлектродный зазор составлял 14 мм. За анодом устанавливалась

диафрагма диаметром 4 см. В газовый диод закачивался гелий при давлениях ниже атмосферного. Наибольшие плотности тока пучка, были получены в гелии при давлениях 3–60 Торр, при этом длительность тока пучка на полувывсоте уменьшалась с ростом давления от 600 до 200 пс. Вследствие того, что разряд в гелии при давлениях 3–60 Торр формировался случайным образом в газовом диоде (рисунок 2.5), то в экспериментах по регистрации спектров излучения с помощью световода № 2, имеющего маленькую апертуру (диаметром 0.6 мм) необходимо было «привязать» область люминесценции ПММА к приемной части световода. Для этого была использована пластина из ПММА толщиной 0.9 мм с отверстием в центре диаметром 6 мм, которая устанавливалась перед анодом из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм, а уже за фольгой располагался образец из оргстекла диаметром равным диаметру газового диода, а на катод одевалась диэлектрическая трубка, которая выступала за кромку катода на 11 мм. В такой постановке эксперимента в ПММА всегда в одном и том же месте появлялось пятно люминесценции, яркость которого увеличивалась при возрастании плотности тока пучка, свечение которого регистрировал спектрометр через световод № 2.

Фотографии люминесценции (рисунок 2.5) снимались с помощью цифрового зеркального фотоаппарата Sony α 100.

В эксперименте использовались образцы ПММА различной толщины: 0.9, 3, 6 и 10 мм. Спектры излучения и пропускания определялись с помощью спектрометра HR2000+ES (OceanOptics Inc.) с известной спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн от 190 до 1100 нм (разрешение ~ 0.9 нм). Амплитудно-временные характеристики излучения ПММА регистрировались с помощью фотодиода PD025 (Photek) (время нарастания переходной характеристики ~ 80 пс).

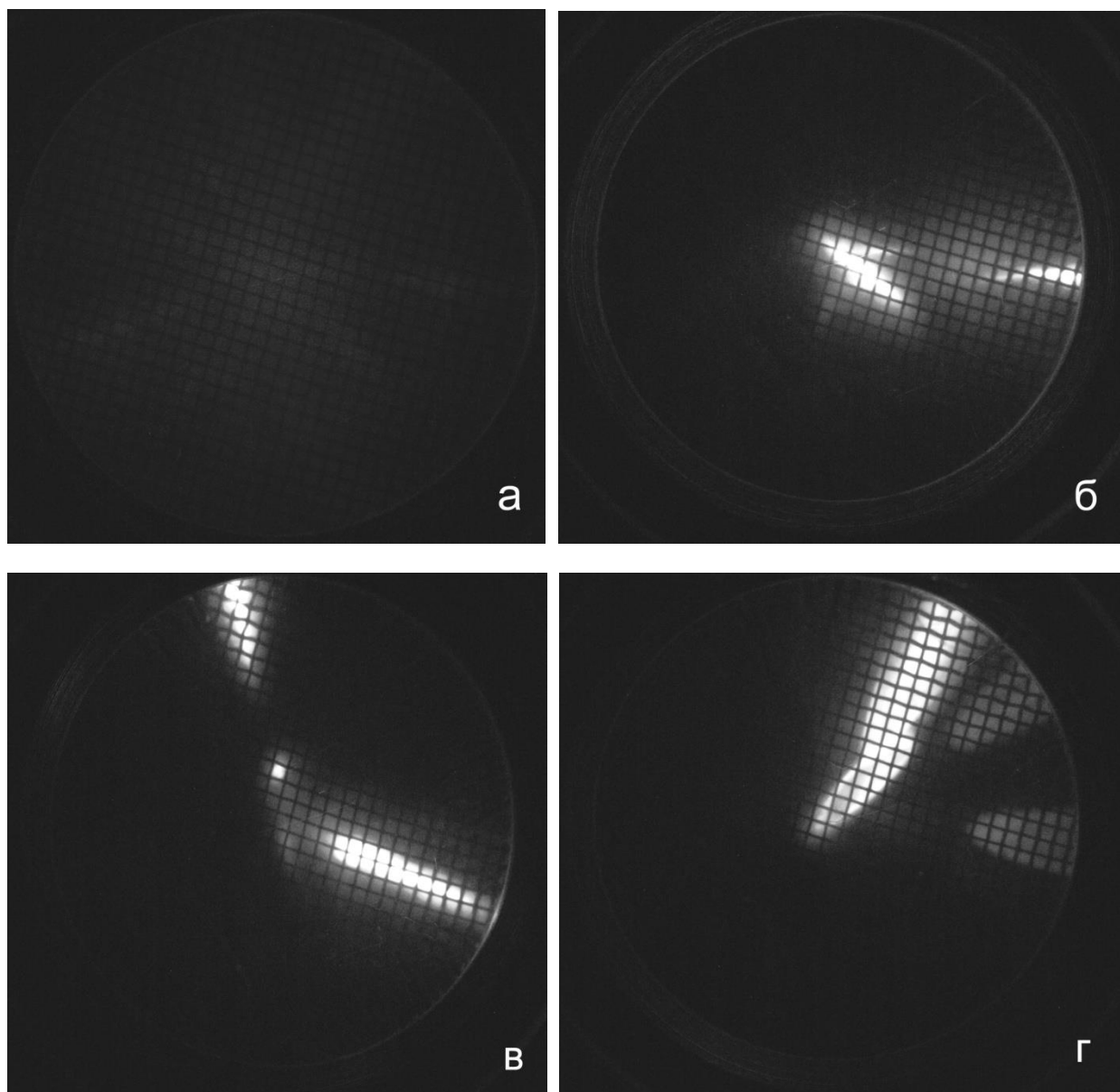


Рисунок 2.5 – Фотографии свечения люминесцентной пленки при давлениях гелия 750 Торр (а), 100 Торр (б), 30 Торр (в) и 9 Торр (г). Трубчатый электрод. Межэлектродный зазор 14 мм. Генератор СЛЭП-150

Для уменьшения влияния электромагнитной наводки фотодиод помещался в экранирующий алюминиевый стакан, на торце которого устанавливалась металлическая сетка, что позволило регистрировать импульсы излучения с амплитудой до 1 мВ (см. рисунок 2.6).

Распределение электронов по энергиям в пучке для генератора СЛЭП-150 представлено на рисунке 2.7.

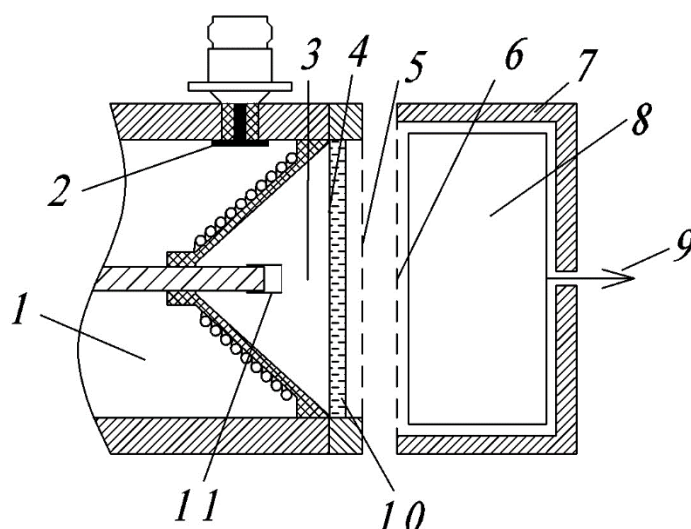


Рисунок 2.6 – Схема эксперимента по определению длительности импульса излучения. 1 – выходная часть дополнительной передающей линией генератора СЛЭП-150М, 2 – емкостный делитель, 3 – разрядный промежуток газового диода, 4 – анод из металлической сетки с прозрачностью 64 %, за которым вплотную располагалась Al фольга толщиной 15 мкм, 5 – металлическая сетка на торце генератора СЛЭП-150М, 6 – металлическая сетка на торце защитного корпуса фотодиода, 7 – защитный корпус, 8 – фотодиод PD025, 9 – вывод сигнала с фотодиода, 10 – круглые пластинки из полиметилметакрилата толщиной 0,9, 3, 6 или 10 мм, 11 – трубчатый катод

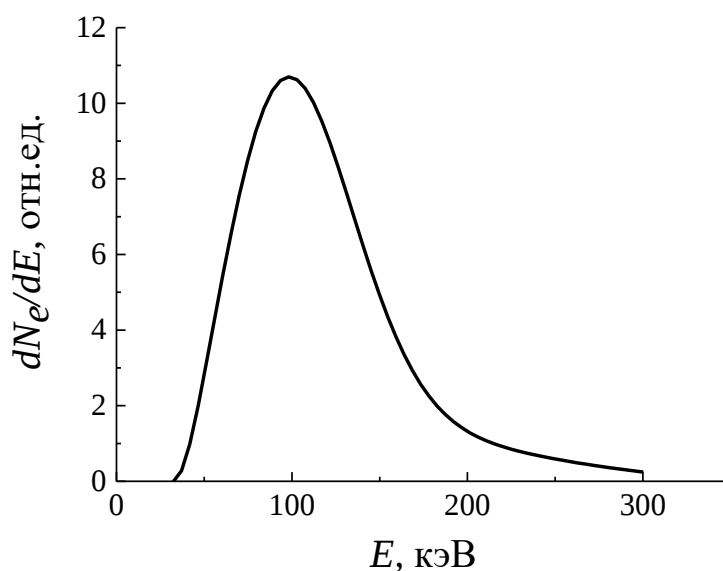


Рисунок 2.7 – Распределение электронов по энергиям в пучке для генератора СЛЭП-150 для давления гелия 30 Торр

Это распределение вычислялось из данных по ослаблению пучка электронов алюминиевыми фильтрами для давления гелия 30 Торр с помощью методики, которая подробно описана в [32].

Для возбуждения фотолюминесценции в кристаллах использовалась импульсная KrCl эксилампа с длиной волны излучения 222 нм [101–103]. Импульсы излучения эксилампы (состоящие из двух отдельных импульсов, рисунок 2.8) следовали с частотой повторения ~ 43 кГц, и имели длительность на полувысоте ~ 200 нс. Средняя плотность мощности излучения эксилампы составляла ~ 7 мВт/см².

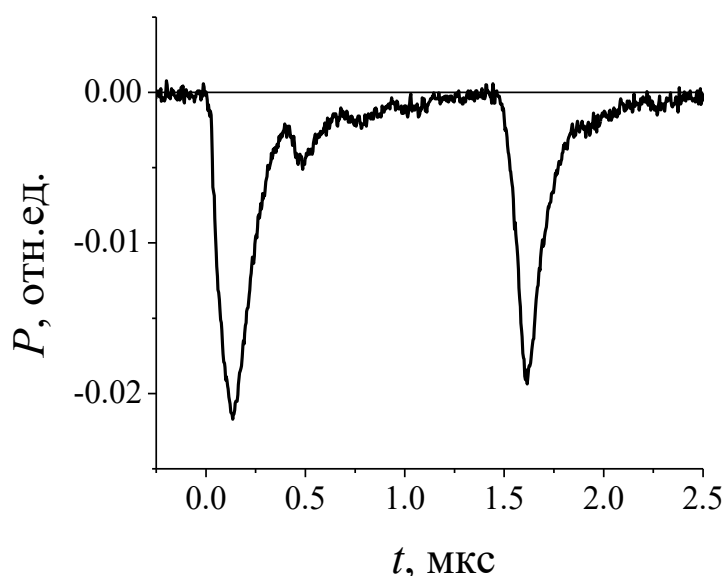


Рисунок 2.8 – Осциллограмма импульсов свечения KrCl эксилампы с длиной волны излучения 222 нм, состоящая из двух импульсов, которые следуют с частотой повторения 43 кГц

Облучение УФ излучением эксилампы осуществлялось с плоской части исследуемых образцов, а люминесценция регистрировалась с боковой поверхности (границы) образца. Данная постановка эксперимента позволила значительно уменьшить влияние излучения плазмы барьерного разряда эксилампы в видимой области спектра.

В дальнейшем эксперименты проводились с различными кристаллами: природным и искусственным алмазом IIa типа, иодидом цезия (CsI), сульфидом цинка (ZnS), сапфиром (Al₂O₃), флюоритом (CaF₂), диоксидом циркония (ZrO₂),

оксидом галлия III (Ga_2O_3), кальцитом (CaCO_3), сульфидом кадмия (CdS) и селенидом цинка (ZnSe). Известно, что оксид галлия III имеет несколько модификаций, наиболее стабильной считается β -фаза [104, 105]. В эксперименте использовались два образца $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$: легированный Sn, который является полупроводником и легированный Fe – полуизолятор. Известно много работ, посвященных исследованию люминесценции кристаллов $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, легированных различными примесями под действием УФ излучения [106–108]. Однако в литературе отсутствуют данные об исследованиях свечения $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ под действием пучка электронов, поэтому такие исследования являются актуальными.

Оптические свойства кристаллов и пороговые энергии для возникновения ИВЧ приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Оптические свойства исследуемых кристаллов и пороговые энергии для возникновения ИВЧ в этих кристаллах

Кристаллы	Полоса пропускания, мкм	n_D ($\lambda=589.3$ нм)	E_{th} , кэВ
Алмаз IIa типа, (природный и искусственный)	0.225–5	2.42	50
ZnSe	0.475–20	2.57	44
CdS	0.52–>1	2.43	50
ZnS	0.37–13.5	2.36	53
ZrO ₂	0.35–7	2.16	65
Ga ₂ O ₃	0.26–>1	1.97	82
CsI	0.24–35	1.78	105
Al ₂ O ₃	0.17–5.5	1.77	108
CaCO ₃	0.25–2.5	1.57	152
CaF ₂	0.125–12	1.43	202

Исследуемые образцы кристаллов имели форму плоскопараллельных пластин разных размеров.

Значения показателей преломления n_D для разных кристаллов были взяты из базы данных показателей преломления [109]. Коротковолновая граница области прозрачности для ряда кристаллов определялась с помощью спектрометра HR2000+ES, имеющего чувствительность в диапазоне длин волн 190–1100 нм, а данные о длинноволновой границе области прозрачности ряда кристаллов были взяты из различных источников [110, 111]. Из этих же источников были взяты данные о коротковолновой границе области прозрачности для кристаллов, у которых она лежала в области короче 190 нм. Для кристаллов CdS и Ga₂O₃ нет данных о длинноволновой границе области прозрачности, поэтому в таблице 2 было указано, что длинноволновая граница этих кристаллов больше длинноволновой границы рабочего диапазона спектрометра HR2000+ES (>1 мкм).

Для возбуждения ИКЛ и ИВЧ в кристаллах использовались два генератора: РАДАН-220 [112], который работал в моноимпульсном режиме и ГИН-55-01 [113], который работал в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов от 1 до 100 Гц. Генератор ГИН-55-01 формировал импульсы напряжения на высокоомной нагрузке (> 1 кОм) с амплитудой до 110 кВ, с фронтом импульса напряжения ~ 0.7 нс и длительностью на полувысоте ~ 1 нс. Генератор ГИН-55-01 был подключен к газоразрядной камере, конструкция которого изображена на рисунке 2.9 [114], через высоковольтный кабель длиной 2.5 м и волновым сопротивлением 75 Ом.

Внутренний диаметр газоразрядной камеры составлял 48 мм. Конфигурация электродов представляла собой плоский анод и катод с малым радиусом кривизны, что обеспечивало значительное усиление электрического поля у катода. Катод с малым радиусом кривизны представлял собой трубку из алюминия диаметром 6 мм и толщиной стенки ~ 100 мкм. Потенциальный катод закреплялся на металлическом внутреннем проводнике такого же диаметра (см. рисунок 2.9).

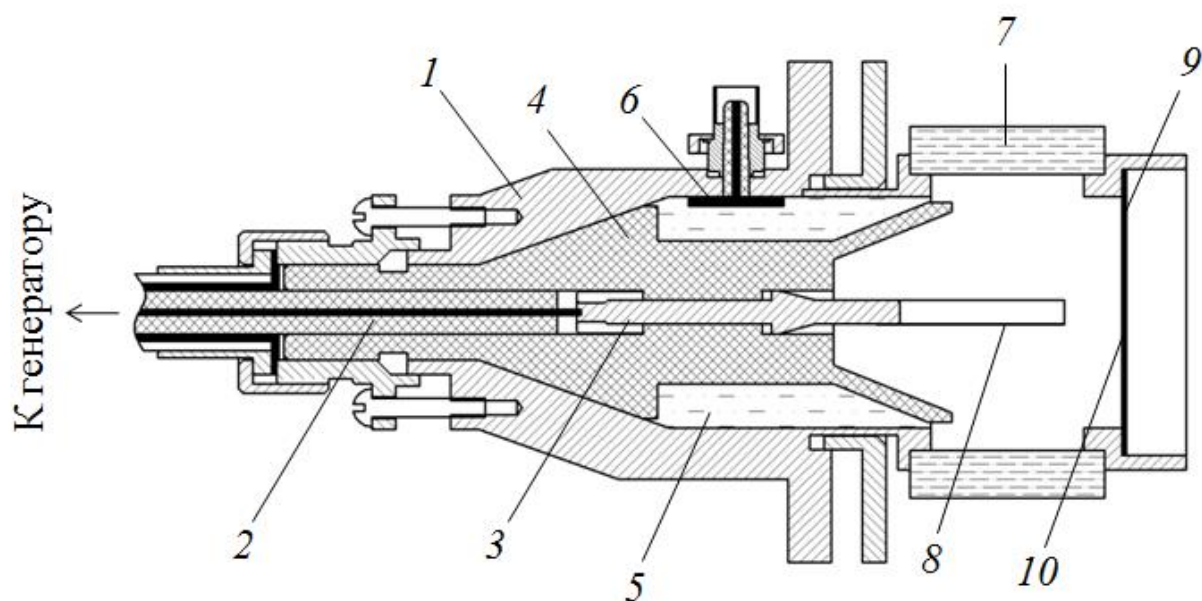


Рисунок 2.9 – Конструкция газоразрядной камеры, подключенной к генератору ГИН-55. 1 – металлический корпус, 2 – высоковольтный кабель от генератора, 3 – внутренний проводник коаксиальной линии, 4 – изолятор, 5 – трансформаторное масло, 6 – емкостной делитель напряжения, 7 – боковые окна, 8 – трубчатый катод, 9 – анод (сетка и фольга), 10 – диафрагма диаметром 10 мм

Плоским анодом являлась сетка с прозрачностью 64 %, за которой располагалась алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Поток электронов перед сеткой ограничивался диафрагмой диаметром 10 мм. Межэлектродный зазор мог меняться в широких пределах, в эксперименте он составлял 8 мм. В газовый диод закачивался азот при давлении 0.5 атм. Для данного давления азота и межэлектродного зазора 8 мм наблюдалась наибольшая амплитуда тока пучка (рисунок 2.10, а). Ток пучка регистрировался коллектором с диаметром приемной части 20 мм, с разрешением не хуже 100 пс [59, 60]. Для возбуждения люминесценции в исследуемых кристаллах убирался коллектор, и пучок электронов выводился через анодную фольгу (рисунок 2.9). Частота следования импульсов в эксперименте составляла 60 Гц. Длительность тока пучка на полувысоте составляла ~ 100 пс, плотность тока пучка ~ 1.6 А/см². Для регистрации спектров катодолюминесценции прозрачные образцы устанавливались на минимальном расстоянии от анодной фольги, а за ним

располагался световод, непрозрачные образцы устанавливались под некоторым углом к фольге (не более 30°), а спектр регистрировался световодом по отраженному от фольги излучению [114].

Генератор РАДАН-220 [112] формировал импульсы напряжения в линии с волновым сопротивлением 20 Ом с амплитудой в режиме холостого хода ~ 250 кВ. Длительность на полувывсоте импульса напряжения в случае согласованной нагрузки составляла 2 нс, а фронт импульса напряжения ~ 500 пс на уровне 0.1–0.9. Конструкция разрядной камеры [115], к которой подключался генератор РАДАН-220 была схожа с камерой, подключённой к генератору ГИН-55-01 (рисунок 2.8). Подключение генератора РАДАН-220 к газовому диоду осуществлялось с минимальной индуктивностью. Конфигурация электродов также была представлена катодом с малым радиусом кривизны в форме трубки из нержавеющей стали толщиной 100 мкм и диаметром 6 мм, и плоским анодом которым служила титановая фольга толщиной 13 мкм. Межэлектродный зазор составлял 14 мм. Пучок электронов выводился через диафрагму диаметром 10 мм. В газовый диод закачивался гелий при давлении 30 Торр (режим 1) и воздух при давлении 100 Торр (режим 2). Осциллограммы токов пучка для этих режимов представлены на рисунке 2.10 (б, в).

Режим 1 был оптимальным для данного газового диода [116], плотность тока пучка составляла $j \approx 75$ А/см², а длительность тока пучка на полувывсоте $\tau \approx 180$ пс. В режиме 2 плотность тока пучка составляла $j \approx 1.1$ А/см², а длительность тока пучка на полувывсоте была $\tau \approx 100$ пс. Режим 2 использовался для регистрации излучения с помощью ФЭУ и монохроматора. В этом режиме плотности тока пучка было достаточно для регистрации излучения, но в отличие от режима 1 отсутствовало рентгеновское излучение, что не требовало дополнительных мер по его устранению. Ток пучка регистрировался коллектором, приемная часть которого имела диаметр 20 мм. Исследуемые кристаллы, имеющие размеры меньше диаметра диафрагмы равной 10 мм устанавливались вплотную к анодной фольге, в других случаях – на некотором расстоянии ~ 9 мм от анодной фольги.

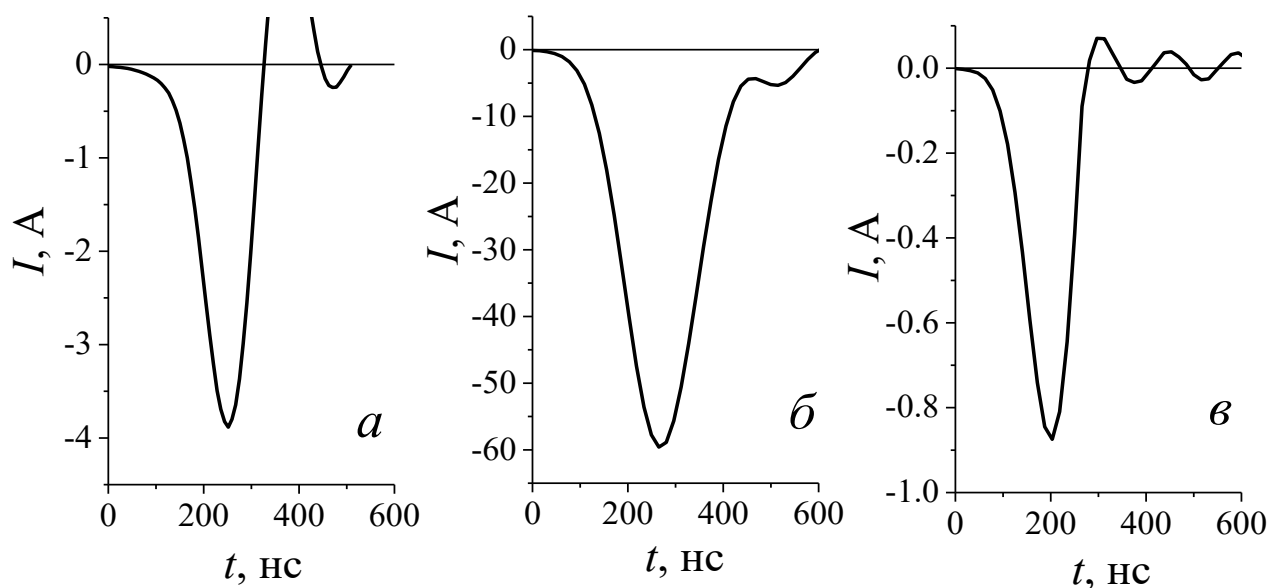


Рисунок 2.10 – Осциллограммы тока пучка для генератора ГИН-55, полученные в азоте при давлении 0,5 атм (*а*) и РАДАН-220, полученные в гелии при давлении 30 Торр (*б*) – режим 1, и в воздухе при давлении 100 Торр (*в*) – режим 2. Все осциллограммы являются усредненными, *а* – по 32 импульсам, *б* – по 30 импульсам, *в* – по 24 импульсам

Распределение электронов по энергиям для генератора РАДАН-220 и ГИН-55-01 представлено на рисунке 2.11 [117]. Данное распределение определялось методом ослабления пучка электронов алюминиевыми фильтрами [32].

Для возбуждения фотолюминесценции в кристаллах использовалась импульсная KrCl эксилампа с длиной волны излучения 222 нм. Облучение эксилампой происходило с плоской части исследуемых образцов, а люминесценция регистрировалась с боковой поверхности (границы) образца, что позволило значительно уменьшить влияние излучения плазмы барьерного разряда эксилампы в видимой области спектра.

Спектры излучения и пропускания кристаллов измерялись с помощью спектрометра HR2000+ES (OceanOptics Inc.) и соединенного с ним кварцевого световода №2 в диапазоне длин волн от 190 до 1100 нм с известной спектральной чувствительностью.

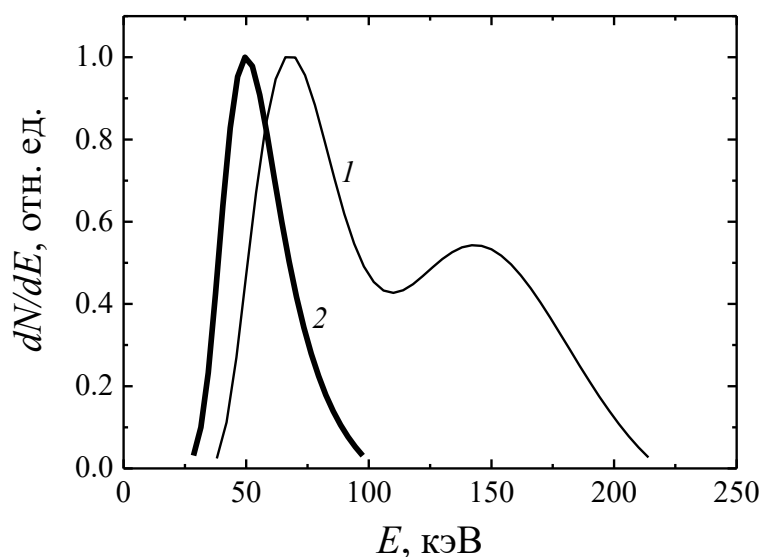


Рисунок 2.11 – Распределение электронов по энергиям для генератора РАДАН-220 (кривая 1) и для генератора ГИН-55-01 (кривая 2)

Для двух генераторов (РАДАН-220 и ГИН-55-01) и KrCl эксилампы свечение люминесценции передавалось с помощью световода №2 (с диаметром приемной части 0.6 мм) на спектрометр HR2000+ES, который был связан с компьютером. Спектры люминесценции записывались после накопления нескольких импульсов. Из полученного спектра вычиталась фоновая составляющая с учетом спектральной чувствительности спектрометра и пропускания световода №2. На рисунке 2.12 представлена блок-схема экспериментальной установки для генераторов РАДАН-220, ГИН-55-01 и для KrCl эксилампы.

Спектрометр и компьютер в процессе проведения эксперимента располагались в экранирующей комнате. Использование кварцевого световода №2 позволило существенно снизить уровень электромагнитных шумов при проведении спектральных измерений.

Амплитудно-временные характеристики интегрального излучения в диапазоне 200–700 нм исследовались с высоким временным разрешением с помощью фотодиода PD025 (Photek).

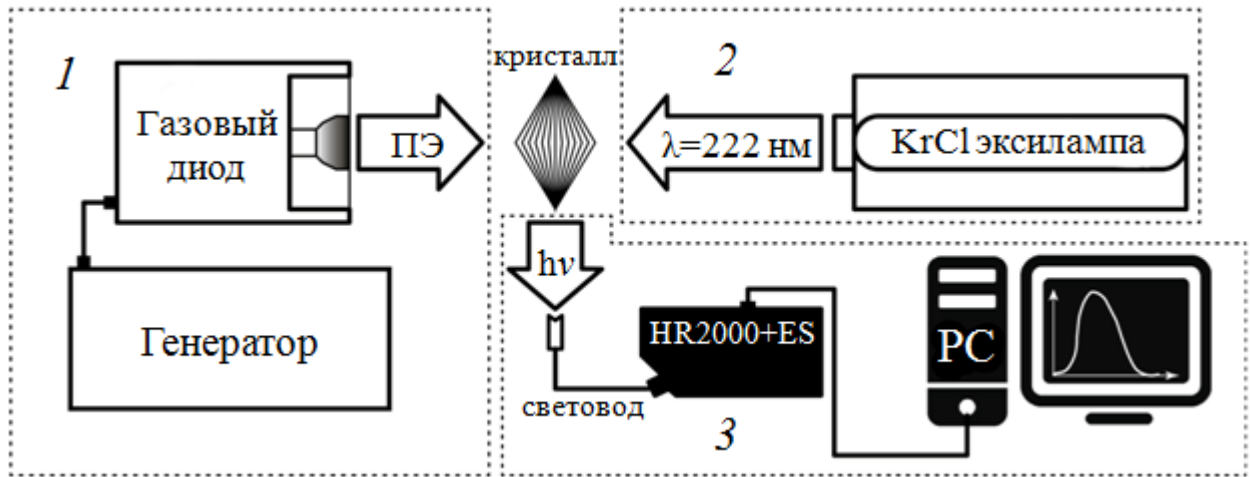


Рисунок 2.12 – Блок-схема экспериментальной установки. 1 – схема при возбуждении пучком электронов, 2 – схема при возбуждении КгСг эксилампы и 3 – схема по регистрации излучения.

ПЭ – пучок электронов

Коротковолновая граница регистрируемого излучения определялась поглощением исследуемого кристалла, а длинноволновая ($\sim 700 \text{ нм}$) уменьшением чувствительности фотодиода. В отличие от экспериментов, описанных в п. 2.1 [2] световод №1, который использовался для передачи излучения от образца к фотодиоду, в данных экспериментах не использовался, что позволило регистрировать излучение в коротковолновой части спектра (до 200 нм).

Схема по регистрации излучения Вавилова–Черенкова представлена на рисунке 2.13. Для более интенсивного воздействия пучков убегających электронов на исследуемый образец использовалась диэлектрическая трубка, благодаря которой удалось сконцентрировать поток электронов в нужной области, где располагался исследуемый образец. С помощью линзы (фокусное расстояние $F = 7.5 \text{ см}$, диаметр $D = 51.5 \text{ мм}$) строилось изображение на щели монохроматора МДР-23 (решётка -1200 штрихов/мм , величина обратной линейной дисперсии $-13 \text{ \AA/мм}$, ширина входной и выходной щелей монохроматора -400 мкм). За монохроматором располагался ФЭУ Н7732-10 Hamamatsu (диапазон длин волн –

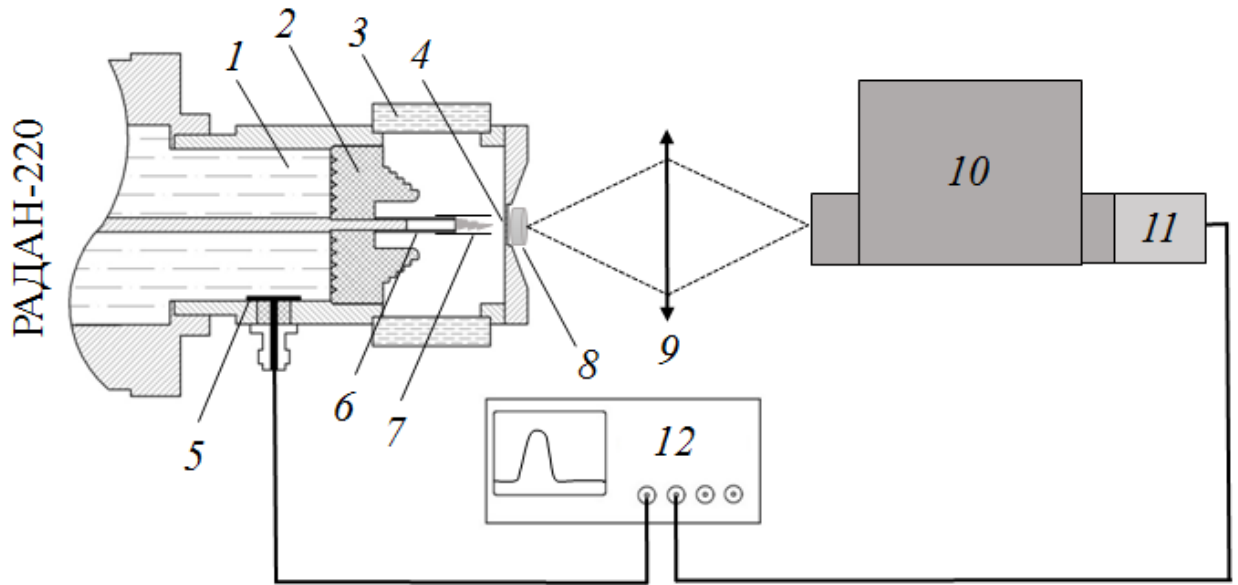


Рисунок 2.13 – Схема по регистрации излучения Вавилова–Черенкова. 1 – трансформаторное масло, 2 – изолятор, 3 – выходные окна, 4 – анод, 5 – делитель напряжения, 6 – катод, 7 – диэлектрическая трубка, 8 – исследуемый образец, 9 – линза, 10 – монохроматор, 11 – ФЭУ, 12 – осциллограф

185–900 нм, диапазон изменения чувствительности ФЭУ – 10^3 – 10^7 , длительность переходной характеристики – 2.2 нс). Линза располагалась на одинаковом расстоянии от образца и щели монохроматора ~ 150 мм. Так как размеры образца по сравнению с расстоянием от образца до линзы малы (отличаются на порядок и более), то в расчетах, проводимых в главе 3, можно считать, что исследуемые образцы являются точечными источниками излучения [118]. Сигналы с фотодиода PD025 и коллектора электронов регистрировались с помощью цифрового осциллографа Agilent DSO-X6004A (полоса пропускания – 6 ГГц, частота дискретизации – 20 выборок за наносекунду), а сигналы с ФЭУ – с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS3054B (полоса пропускания – 0.5 ГГц, частота дискретизации – 5 выборок за наносекунду).

3. Расчет спектров излучения Вавилова–Черенкова и доли этого излучения в спектре свечения алмазов

Для того, чтобы рассчитать количественно спектральное распределение излучения Вавилова–Черенкова необходимо учитывать ряд факторов. Во-первых, необходимо учитывать, что электрон (с энергией до 1 МэВ), двигаясь в веществе, теряет свою энергию в основном в процессах ионизации этого вещества. Ионизационные потери электронов описываются формулой Бете–Блоха (1.9). Во-вторых, в эксперименте воздействие на исследуемый образец, при котором возникает ИВЧ, происходит не одним электроном, а пучком электронов, который имеет некоторое распределение по энергиям. Поэтому необходимо учитывать реальный энергетический спектр электронного пучка. В-третьих, при расчете спектров ИВЧ необходимо учитывать зависимость показателя преломления от длины волны исследуемого материала. Как правило, в различных источниках литературы (см., например, [73, 119]) приводят показатели преломления вещества для определенной длины волны. Наиболее часто в литературе приводится значение показателя преломления n для длины волны линии D спектра натрия, равной 589.3 нм (см. таблицу 2), измеренное при атмосферном давлении воздуха и температуре 20°C (см., например [120]). Этот показатель преломления обозначают n_D или же просто n , подразумевая, что $n = n_D$. Если же учитывать дисперсию показателя преломления в широком спектральном диапазоне, то пороговая энергия электронов для возникновения ИВЧ будет ниже, чем пороговая энергия для возникновения ИВЧ, рассчитанная для n_D , и она будет соответствовать максимальной величине показателя преломления в области прозрачности этого вещества. Известно, что в области нормальной дисперсии вещества показатель преломления увеличивается с уменьшением длины волны, поэтому наибольшая величина показателя преломления будет соответствовать коротковолновой границе области прозрачности (рисунок 3.1).

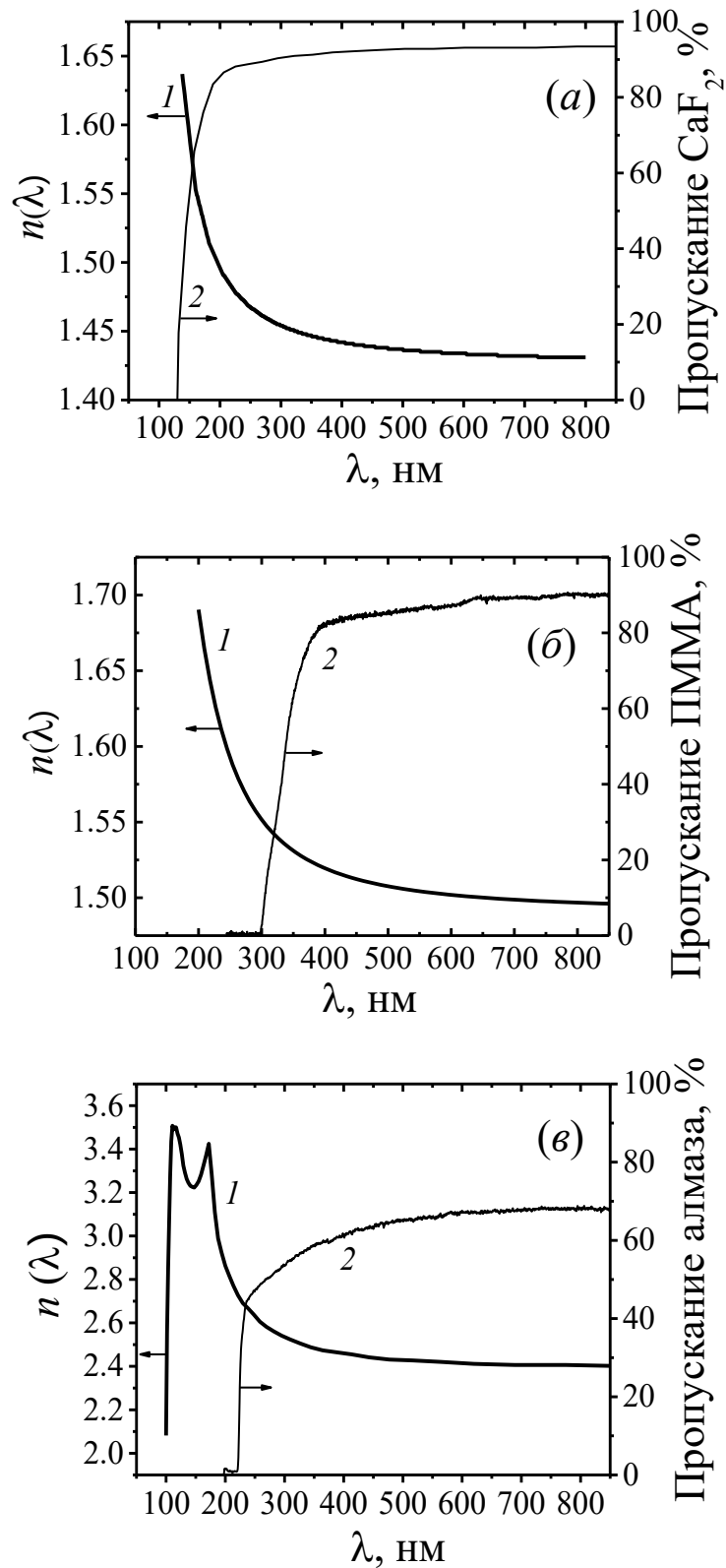


Рисунок 3.1 – Зависимость показателя преломления (1) и коэффициента пропускания (2) от длины волны излучения для флюорита (а), полиметилметакрилата (б) и алмаза (в)

Поэтому для более точных расчетов спектров ИВЧ в широком спектральном диапазоне, где показатель преломления может существенно меняться, необходимо учитывать зависимость показателя преломления n от длины волны λ . Например, для флюорита пороговая энергия возникновения ИВЧ, рассчитанная для величины показателя преломления n_D составляет 202 кэВ, а для величины показателя преломления на длине волны, соответствующей коротковолновой границе области прозрачности (~ 130 нм, см. рисунок 3.1, *а*, кривая 2 [121]) составляет 134 кэВ, что почти на 70 кэВ ниже. В полиметилметакрилате пороговая энергия возникновения ИВЧ для показателя преломления n_D составляет 178 кэВ, а для n , соответствующего коротковолновой границы области прозрачности (~ 300 нм, см. рисунок 3.1, *б*, кривая 2) – 157 кэВ. Для алмаза эти энергии будут составлять 50 и 39 кэВ соответственно. Область прозрачности в алмазе начинается с 225 нм (край фундаментального поглощения, см. рисунок 3.1, *в*, кривая 2). Видно, что наиболее значимо учет $n(\lambda)$ при расчете спектров ИВЧ проявляется для веществ, обладающих высокой прозрачностью в ВУФ области спектра, где наблюдается сильный рост показателя преломления с уменьшением длины волны. К таким веществам относится CaF_2 (рисунок 3.1, *а*).

Для того чтобы рассчитать количественно спектр ИВЧ умножаем выражение (1.9) на скорость электрона и, решая это уравнение, находим изменение энергии электрона во времени. Подставляя получившиеся значения энергии тормозящихся в веществе электронов в формулу (1.29) и умножая на соответствующий временной интервал, с учетом дисперсии показателя преломления $n(\lambda)$ определяем спектральную плотность энергии ИВЧ.

Полученные спектры излучения Вавилова–Черенкова для флюорита, полиметилметакрилата и алмаза представлены на рисунке 3.2.

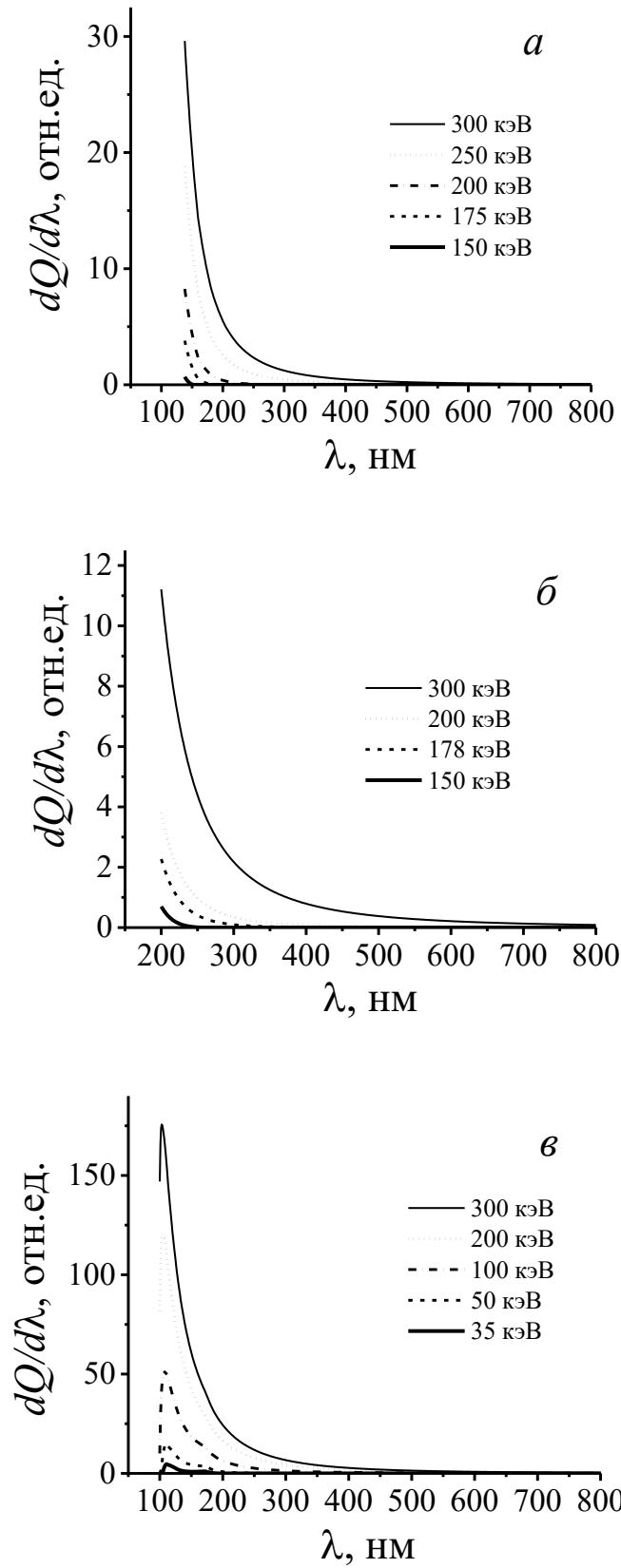


Рисунок 3.2 – Зависимости спектральной плотности энергии ИВЧ от длины волны излучения во флюорите (*a*), полиметилметакрилате (*б*) и алмазе (*в*) для разных начальных энергий электронов

Из рисунков 3.1 и 3.2 видно, что максимум спектров ИВЧ лежит в области поглощения этих материалов. Следовательно, энергия поглощенной части излучения Вавилова–Черенкова может уходить на образование квантов колебания кристаллической решетки – фононов (безызлучательный процесс), и на образование квантов излучения – фотонов (излучательный процесс), порождая тем самым люминесценцию данного вещества. Для разных веществ и определенных условий (например, температура вещества или наличие примесей в веществе) может преобладать тот или другой процесс.

Расчет доли излучения Вавилова–Черенкова в спектре свечения алмазов.

Наибольшее внимание уделялось расчетам спектральной плотности энергии ИВЧ в алмазе, так как, во-первых, из всех исследуемых кристаллов (см. таблицу 2) именно в алмазе проще всего зарегистрировать ИВЧ, поскольку он наряду с высоким показателем преломления обладает также прозрачностью в УФ области спектра (где интенсивность ИВЧ максимальна), во-вторых, алмаз часто используется в черенковских детекторах в качестве радиатора [92–94] для регистрации убегающих электронов в установках токамак [6–78]. Появление убегающих электронов в плазме токамака могут приводить к негативным последствиям, таким как срыв плазмы и повреждению стенок рабочей камеры, что влечет за собой длительный и дорогостоящий ремонт, поэтому важно контролировать поток убегающих электронов. Кроме того, важно отметить, что большое количество убегающих электронов, генерируемых в плазме токамака имеют энергию десятки-сотни кэВ. Поэтому исследование свечения (ИКЛ и ИВЧ) алмазов под действием пучков убегающих электронов в диапазоне энергий десятки-сотни кэВ (до 300 кэВ), проводимые в настоящей работе, будут полезны для специалистов, чья область исследований связана с работой на установках токамак.

Для того чтобы оценить долю излучения Вавилова–Черенкова и долю катодолюминесценции в спектре свечения исследуемых алмазов, необходимо провести следующие расчеты.

1. Необходимо провести расчеты спектральной плотности энергии излучения Вавилова–Черенкова $dQ/d\lambda$ с учетом распределения электронов по энергиям в пучке и дисперсии показателя преломления $n(\lambda)$ (рисунок 3.1, в, 1). Так как в эксперименте по регистрации ИВЧ использовался генератор РАДАН-220, то распределение электронов по энергиям в пучке нужно брать для него (рисунок 2.10, кривая 1, [117]).

2. Необходимо учесть ионизационные потери (1.9) и рассеяние электронов в анодной фольге и алмазе. Расчет этих процессов осуществлялся в программе ЕРНСА 2 [33] методом Монте-Карло. Пучок убегающих электронов, генерируемый в газовом диоде, попадая на анодную фольгу, теряет свою энергию и рассеивается в ней. Вышедший из анодной фольги пучок электронов попадает в образец алмаза, который располагается вплотную к фольге. С помощью программы ЕРНСА 2 рассчитывались ионизационные потери и рассеяние электронов сначала в анодной фольге (толщина 13 мкм), а затем в алмазе. Учет рассеяния электронов в алмазе происходил путем разбиения слоя образца, в котором электрон полностью тормозился, на 8 одинаковых по толщине частей. Образцы алмаза имели форму плоскопараллельных пластин. При прохождении каждого слоя программа ЕРНСА 2 рассчитывала функцию распределения электронов по углам и энергиям. При этом расчет рассеяния электронов в последующем слое начинался с такой же функции распределения по углам и энергиям, которая была получена в предыдущем слое.

3. Следующим шагом необходимо рассчитать долю излучения Вавилова–Черенкова, попадающую в линзу, а значит, и в щель монохроматора (см. рисунок 2.13). Образцы алмаза можно представить как точечный источник излучения [118], так как их геометрические размеры (см. таблицу 1) намного меньше, чем расстояние от них до линзы (~ 150 мм) (рисунок 2.13). Следовательно, задача сводится к определению доли излучения (ИВЧ и ИКЛ), которая попадает в телесный угол Ω , образующий коническую поверхность между точечным источником излучения (исследуемый образец) и линзой (рисунок 3.3). Такая задача решалась в математической среде Mathcad.

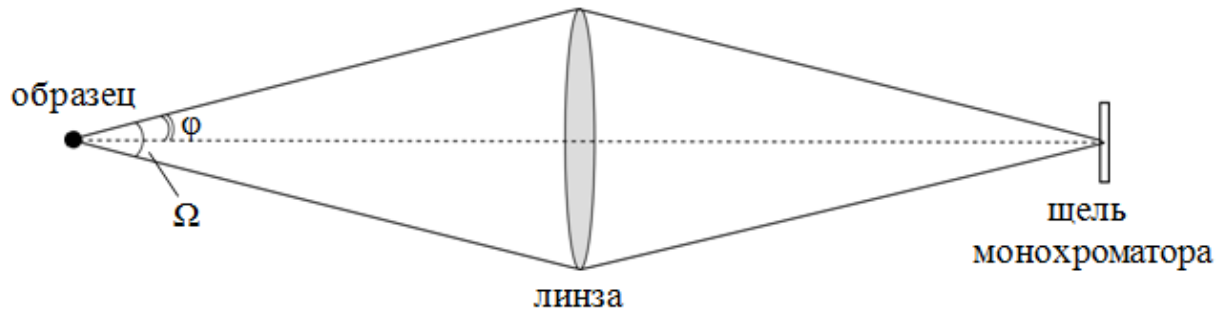


Рисунок 3.3 – Распространение излучения от образца, который является точечным источником

Известно, что в отличие от люминесценции ИВЧ распространяется под определенным углом к траектории движения заряженной частицы (электрона), а волновой фронт ИВЧ образует конус (см. рисунок 1.6, б) с вершиной в точке, совпадающей с мгновенным положением заряженной частицы (электрона). В каждый момент времени угол раствора конуса будет уменьшаться до тех пор, пока энергия электрона не станет равной пороговой E_{th} (1.30), затем излучение прекратиться. В условиях нашего эксперимента электрон не выходит из материала радиатора, что соответствует пороговому черенковскому детектору полного поглощения. Однако катодолюминесценция может возникать при энергиях электронов как выше, так и ниже E_{th} . В алмазе E_{th} для показателя преломления n_D составляет 50 кэВ (см. таблицу 2), а для показателя преломления n в коротковолновой границе области прозрачности ($\lambda = 225$ нм, рисунок 3.1, в, кривая 2) составляет 39 кэВ.

В каждом отдельном слое образца алмаза рассчитывалось излучение Вавилова–Черенкова с учетом распределения электронов по углам и энергиям (так как распределение по энергиям было достаточно узким, то бралось значение энергии, соответствующее максимуму функции распределения). Излучение Вавилова–Черенкова, возникающее в каждом слое, суммировалось. Учитывалось, что для отдельно взятого электрона в алмазе конус черенковского излучения в каждый момент времени будет по-разному ориентирован в пространстве и только часть ИВЧ будет попадать в телесный угол Ω (рисунок 3.3). Для того чтобы определить, какая доля ИВЧ попадает в этот телесный угол, а значит и в линзу,

необходимо решить задачу аналитической геометрии. Плоский угол φ на рисунке 3.3 равен $\sim 11^\circ$. Однако, для того чтобы излучение, возникающее внутри образца, попадало в угол φ , необходимо, чтобы внутри кристалла это излучение распространялось под углом не более $\sim 4^\circ$ к нормали, проведенной к поверхности образца. Это следует из закона Снеллиуса:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (3.1)$$

где n_1 – показатель преломления среды (алмаз), из которой свет попадает на границу раздела двух сред; θ_1 – угол между направлением распространения света в среде с n_1 и нормалью к поверхности; n_2 – показатель преломления среды (воздух) в которую свет попадает, пройдя границу раздела; θ_2 – угол между направлением распространения света в среде с n_2 и нормалью к поверхности;

Схематическое распространение ИВЧ в кристалле изображено на рисунке 3.4. Движение электрона совпадает с осью Z , а ИВЧ образует с осью Z угол θ . Для того, чтобы определить, какая часть ИВЧ выходит из кристалла и попадает в линзу, необходимо для начала вычислить координаты точки C . Точка C – точка пересечения эллипса B и конуса, в котором распространяются в кристалле лучи ИВЧ, попадающие в линзу.

Координаты точки C можно определить, решив систему уравнений (3.2).

$$\frac{x^2 + y^2}{\operatorname{tg}^2 \theta} = z^2$$

$$(x - h \cdot \sin \alpha) \cdot \sin \alpha + (z - h \cdot \cos \alpha) \cdot \cos \alpha = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{(x - h \cdot \sin \alpha)^2 + y^2 + (z - h \cdot \cos \alpha)^2}{h^2} = \left(\operatorname{tg} \frac{\pi}{180} \cdot 4^\circ \right)^2,$$

где x , y , z – координаты точки пересечения конуса ИВЧ, плоскости образца и конической поверхности распространения излучения от образца к линзе (рисунок 3.3), h – ближайшее расстояние от электрона до поверхности образца.

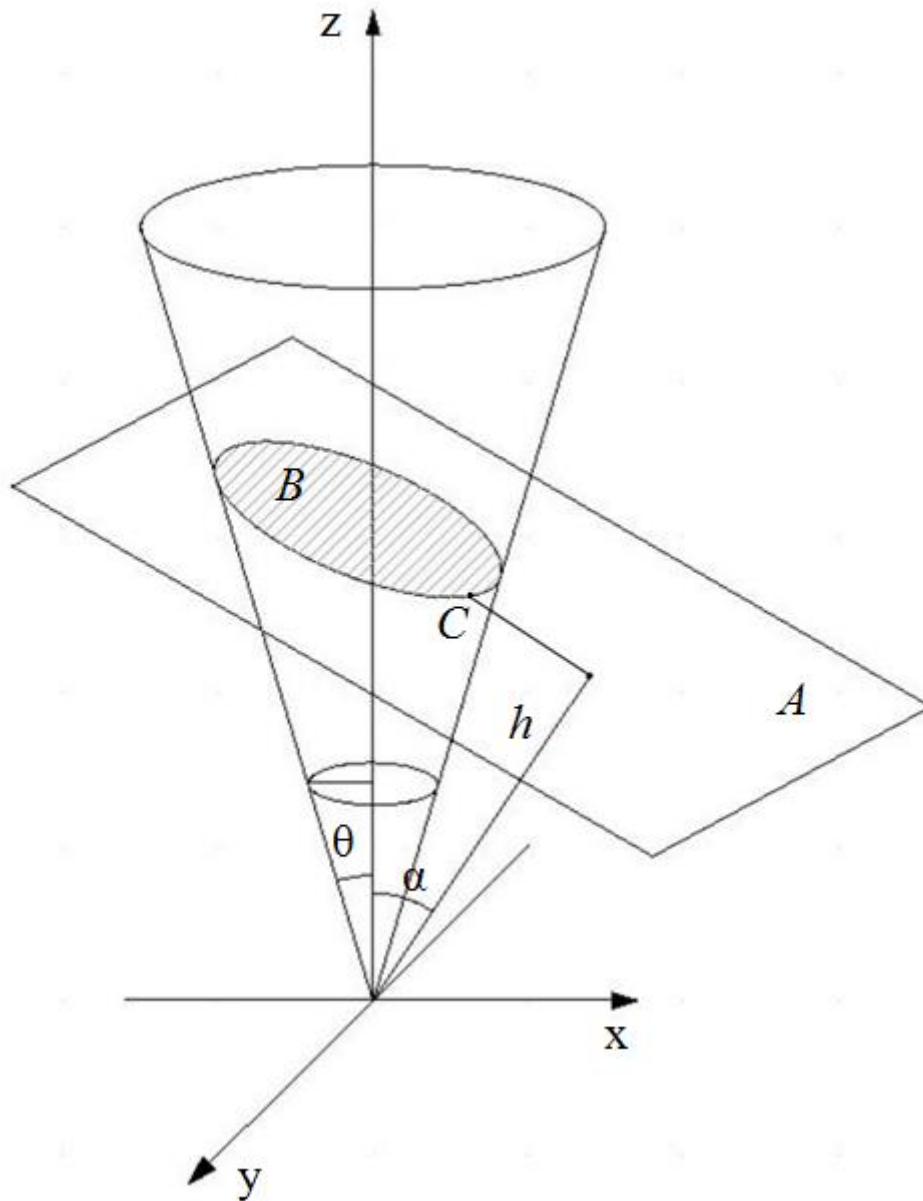


Рисунок 3.4 – Схематическое распространение ИВЧ, возникающее при движении электрона внутри алмаза. A – плоскость алмаза, B – эллиптическая плоскость, получаемая при пересечении конуса ИВЧ и плоскости A , точка C – крайняя точка на поверхности B , через которую проходят лучи света попадающие в линзу, h – ближайшее расстояние от электрона до поверхности A , α – угол между направлением движения электрона и расстоянием h

Первое уравнение описывает коническую поверхность распространения ИВЧ. Второе уравнение описывает плоскость, соответствующей грани кристалла, из которой выходит излучение. Третье уравнение описывает совокупность координат точек, которые определяются квадратом тангенса угла 4° .

Затем рассчитывалась длина эллиптической кривой пересечения конуса ИВЧ и плоскости A и длина части этой кривой, ограниченной точками пересечения конуса ИВЧ и конуса с плоским углом при вершине, равным $\sim 4^\circ$. Обратное отношение длины эллиптической кривой к рассчитанной части этой кривой определяет долю ИВЧ, попадающую в линзу.

Кроме того, излучение может вообще не выходить из образца, если оно распространяется под углом больше угла полного внутреннего отражения. В алмазе этот угол составляет $\sim 24^\circ$. Все это было учтено в программе, написанной в математической среде Mathcad. Расчет показал, что доля ИВЧ попадающая в линзу от всего излучения возникающего внутри алмаза составляет $\sim 0.04\%$.

4. Заключительным шагом является определение доли ИВЧ и ИКЛ в спектре свечения алмазов. Так как в эксперименте ФЭУ и монохроматором регистрируется сумма сигналов ИКЛ и ИВЧ, то предварительно рассчитанный спектр ИВЧ $dQ/d\lambda$ в пункте 1 нужно совместить со спектром, полученным с помощью ФЭУ и монохроматора. Вычитая один спектр из другого можно определить в чистом виде спектр катодолюминесценции. Затем, интегрируя во всем спектральном диапазоне спектр ИВЧ и спектр катодолюминесценции и учитывая при этом, что только часть излучения (ИВЧ и ИКЛ) попадает в линзу (см. пункт 3), определяем соотношение энергий ИВЧ и ИКЛ внутри образца (алмаза).

4. Исследование свечения полиметилметакрилата

Для получения данных о свечении ПММА при возбуждении пучком электронов с различными параметрами предварительно было проведено исследование различных режимов работы ускорителя электронов (СЛЭП-150) с газовым диодом, заполняемым гелием, азотом или воздухом, описанное во второй главе. Наибольшие плотности тока пучка были получены в гелии при давлениях 3-60 Торр. При возбуждении пучком электронов всех четырех образцов из полиметилметакрилата наблюдалось свечение голубого цвета, интенсивность которого возрастала с ростом амплитуды и длительности импульса тока пучка (рисунок 4.1).

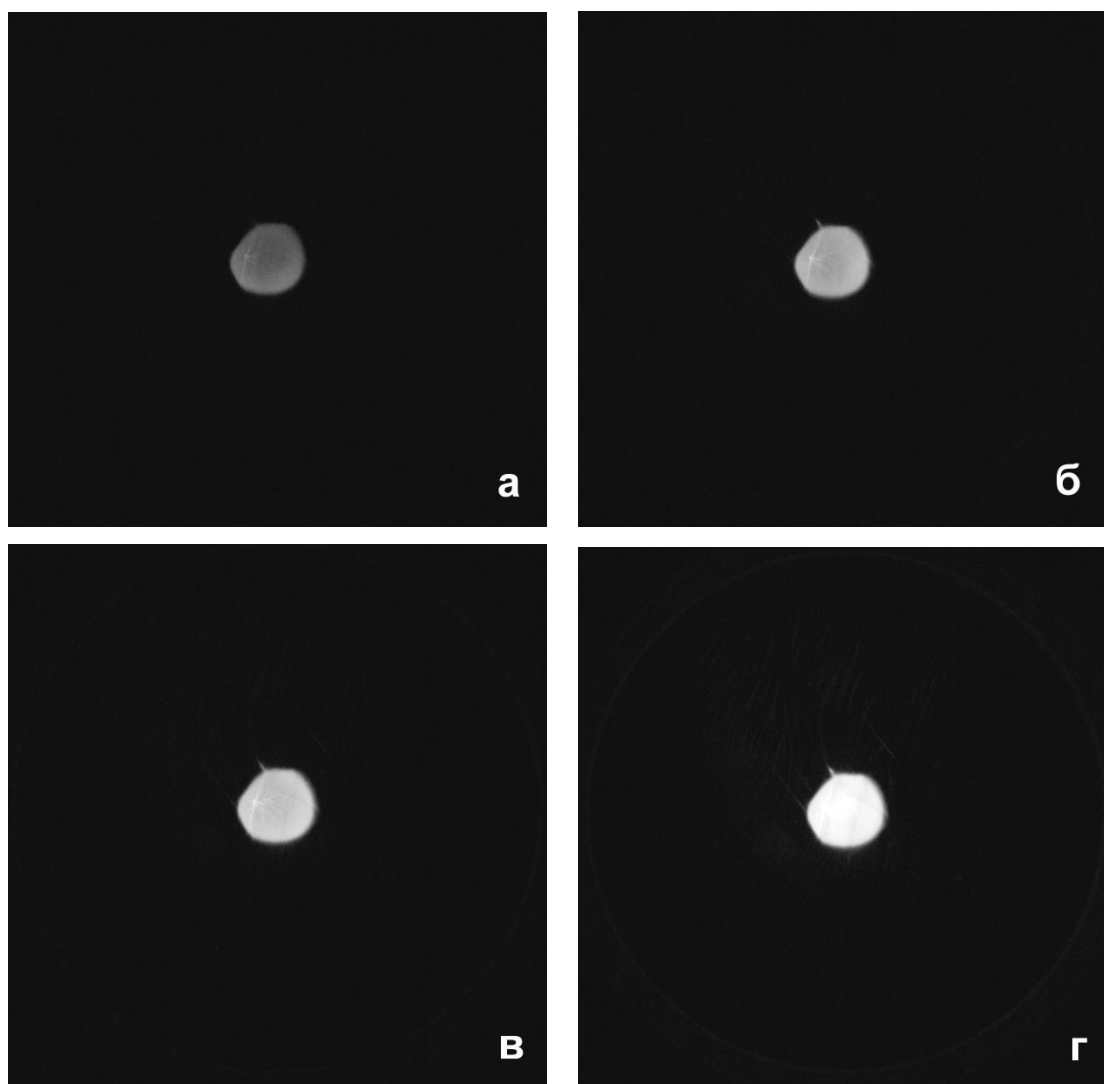


Рисунок 4.1 – Фотографии свечения ПММА толщиной 0,9 мм, полученные в азоте (а, б) и в гелии (в, г) при давлениях 30 Торр (а, в) и 9 Торр (б, г). Диаметр светящейся области 6 мм.

Трубчатый катод. Межэлектродный зазор в газовом диоде $d = 14$ мм

Из рисунка 4.1 видно, что наибольшая интенсивность свечения ПММА наблюдается в случае заполнения газового диода гелием. Свечение всех пластинок из ПММА при атмосферном давлении гелия, азота и воздуха в газовом диоде и плотности электронов пучка на квадратный сантиметр $\sim 2 \times 10^{10}$ было слабым, так что его можно было регистрировать только визуально, при полном затемнении комнаты с установкой.

Импульсы свечения были получены для всех исследуемых образцов ПММА [122–124]. На рисунке 4.2 представлены осциллограммы импульсов тока пучка и соответствующие им импульсы излучения ПММА толщиной 10 мм.

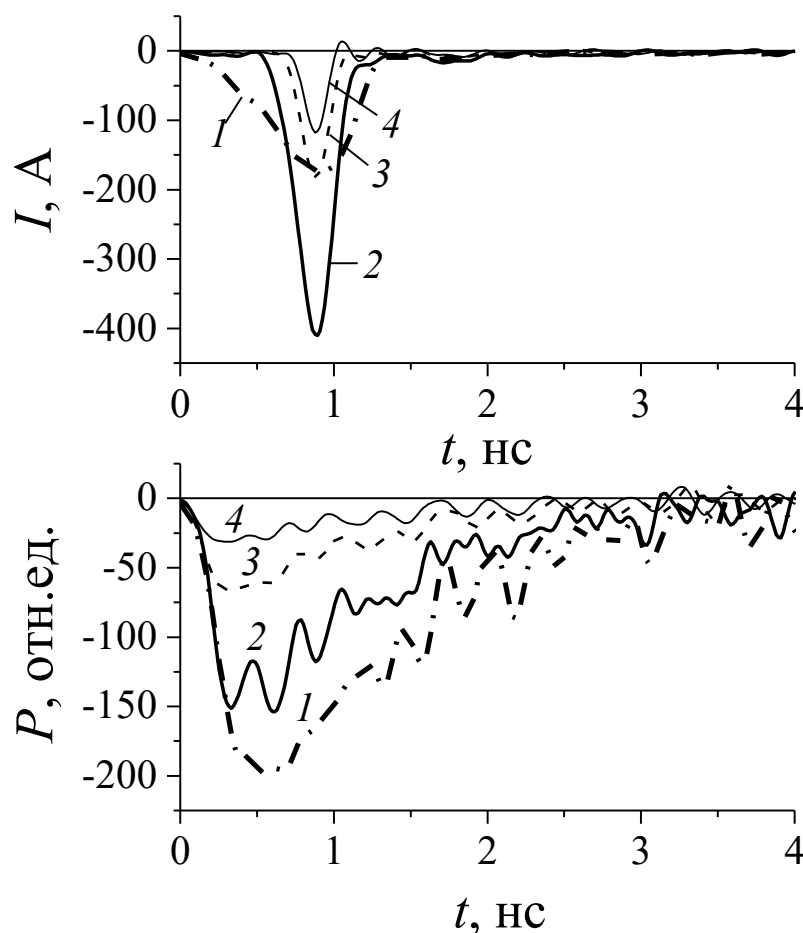


Рисунок. 4.2 – Осциллограммы импульсов тока пучка электронов и соответствующие им осциллограммы импульсов излучения полиметилметакрилата толщиной 10 мм при давлении гелия в газовом диоде 9 Торр (1), 30 Торр (2), 60 Торр (3) и 100 Торр (4). Осциллограммы импульсов излучения 1 и 2 получены при полосе пропускания осциллографа 6 ГГц, 3 и 4 при полосе пропускания осциллографа 1.5 ГГц. Трубчатый катод. Межэлектродный зазор в газовом диоде $d = 14$ мм

Максимальные амплитуды импульсов свечения наблюдались при наибольшей плотности тока пучка. Длительности свечения импульсов ПММА существенно превышали длительности импульсов тока пучка.

В экспериментах использовались образцы полиметилметакрилата из различных партий и различной толщины, но длительности импульсов излучения для всех образцов полиметилметакрилата имели примерно одинаковую форму и длительность на полувысоте, см. рисунок 4.3.

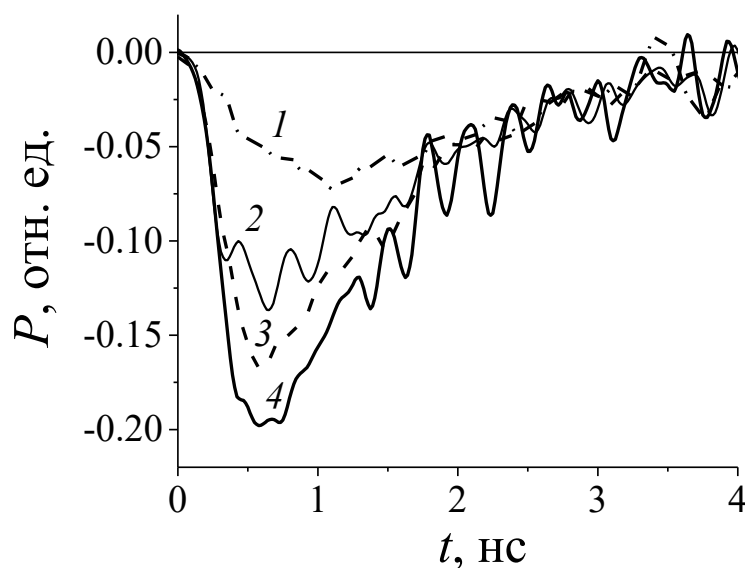


Рисунок 4.3 – Осциллограммы импульсов излучения с фотодиода при давлении гелия 9 Торр и толщине оргстекла 3 мм (кривая 1), 0.9 мм (кривая 2), 6 мм (кривая 3) и 10 мм (кривая 4). Осциллограмма 1 – полоса пропускания осциллографа 200 МГц; Осциллограммы (2–4) – полоса пропускания осциллографа 6 ГГц. Осциллограммы 1, 2 – катод в виде тора с проволочками, осциллограммы 3, 4 – катод-трубка. Межэлектродный зазор 14 мм (осциллограммы 1, 3, 4), 5 мм (осциллограмма 2)

Увеличение числа импульсов облучения с высокой плотностью тока пучка приводило к накоплению инжектируемого в образец отрицательного объемного заряда и инициированию электрического пробоя ПММА в зоне торможения электронного пучка (рисунок 4.4). Электрический пробой реализуется в виде стримерных разрядов, которые инициируются на возбуждаемой поверхности

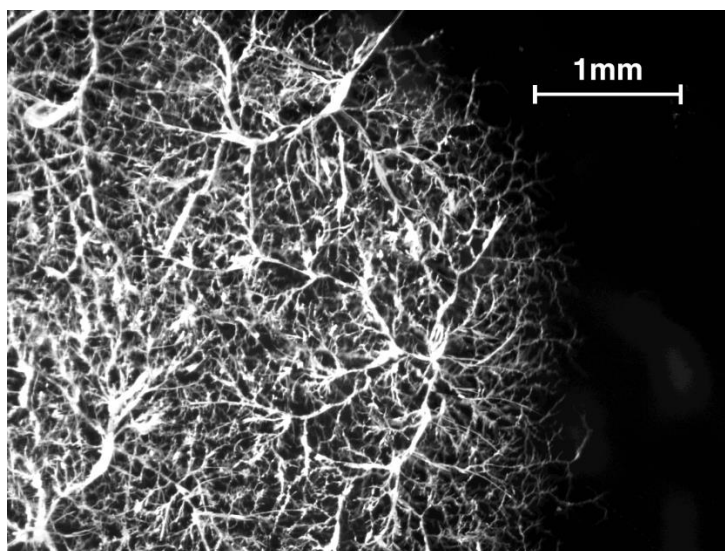


Рисунок 4.4 – Фотографии поверхностного слоя ПММА, поврежденного пробоями. Трубчатый катод. Межэлектродный зазор в газовом диоде $d = 14$ мм

образца и развиваются в область локализации отрицательного объемного заряда, пространственное распределение которого определяется энергетическим спектром электронного пучка. Длительность свечения плазмы, образующейся в каналах электрического пробоя, с помощью фотодиода PD025 (Photek) нам зарегистрировать не удалось из-за малой интенсивности излучения стримерных разрядов по сравнению с интенсивностью ИКЛ [125].

Из расчетов пороговой энергии возникновения ИВЧ в области прозрачности полиметилметакрилата, сделанных в третьей главе, и расчетного энергетического спектра пучка электронов для генератора СЛЭП-150, с помощью которого происходило облучение ПММА, следует, что не менее 15 % электронов в пучке имеют энергию выше пороговой для возникновения ИВЧ в ПММА.

Для всех исследуемых образцов ПММА, кроме образца толщиной 3 мм, были зарегистрированы схожие спектры ИКЛ. На рисунке 4.5 и 4.6 представлены спектры свечения всех исследуемых образцов ПММА толщиной 0.9, 3, 6 и 10 мм, а также спектры их пропускания. Коротковолновая граница пропускания в ПММА существенно зависит от его марки и наличия примесей в нем [126]. Спектр ИКЛ для всех исследуемых образцов имеет максимум на длине волны ~ 490 нм.

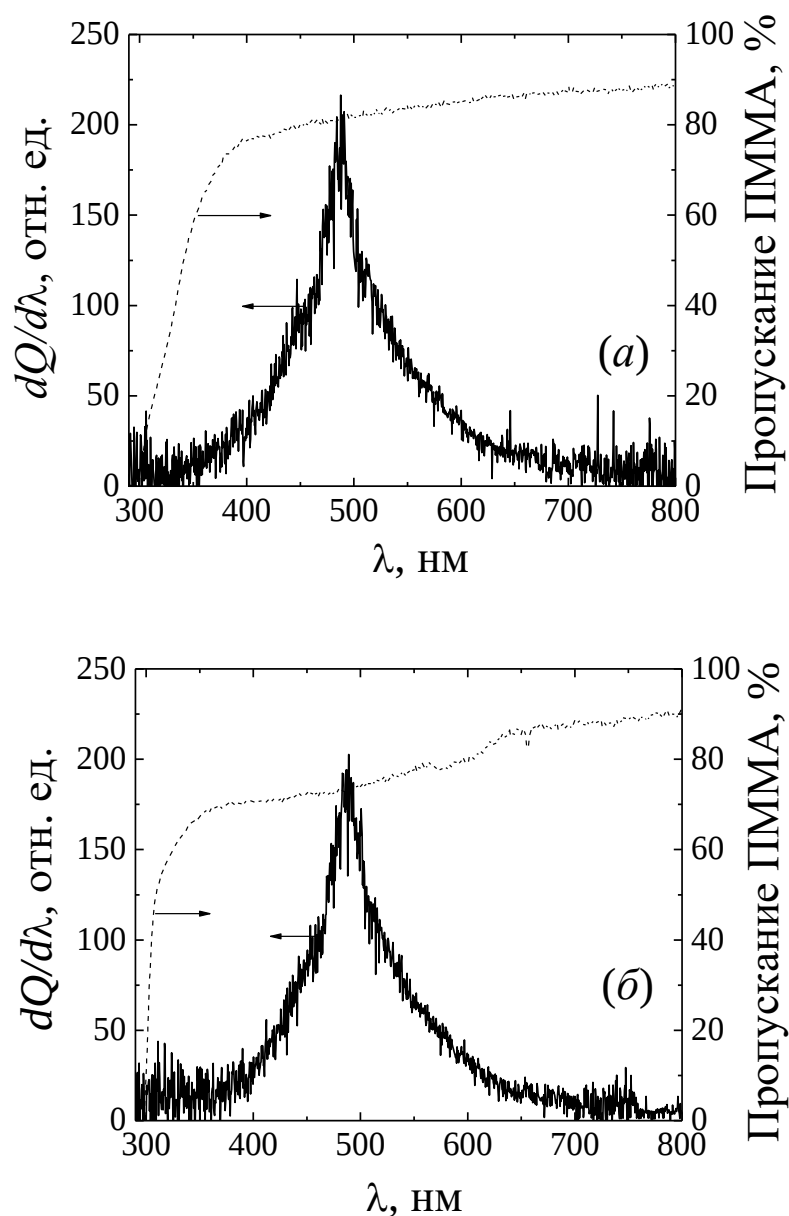


Рисунок 4.5 – Спектры излучения (сплошные кривые) и пропускания (пунктирные) ПММА толщиной 6 мм (а) и 10 мм (б) при возбуждении пучком электронов

В спектре свечения ПММА толщиной 3 мм (рисунок 4.6) помимо полосы с максимумом на ~ 490 нм наблюдается еще одна полоса в коротковолновой области спектра с меньшей интенсивностью. Коротковолновая граница этой полосы и спад спектра пропускания в этом образце совпадают.

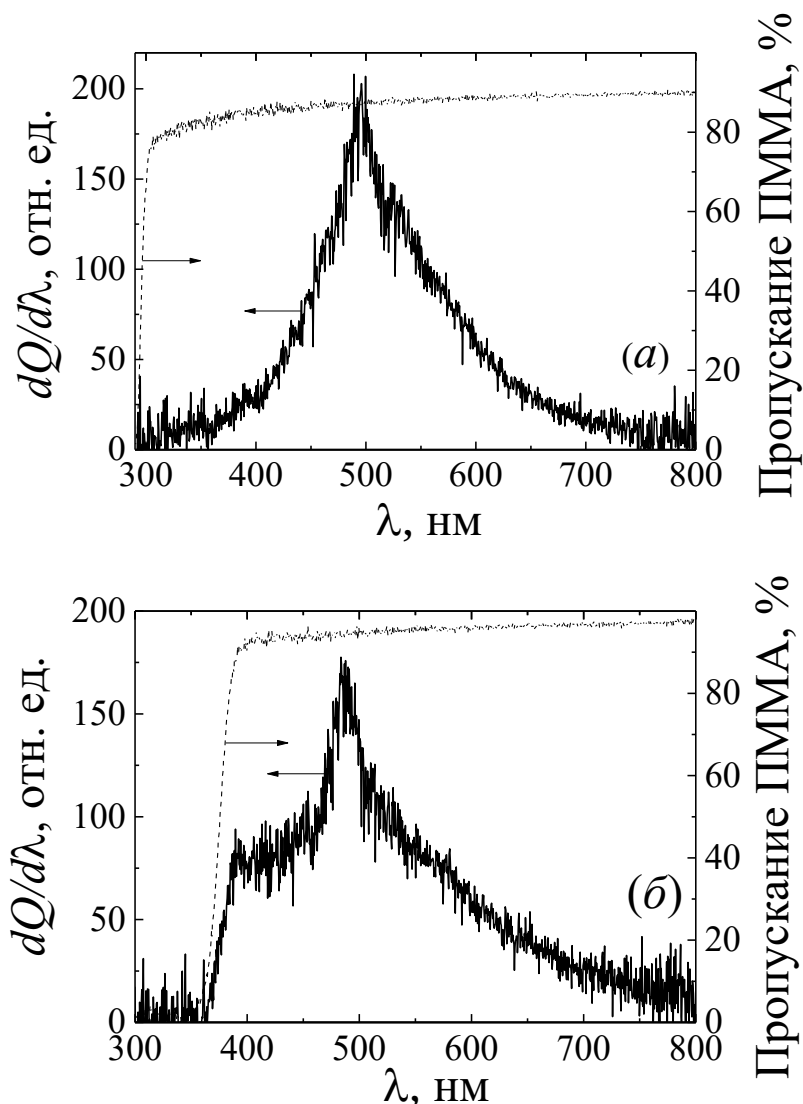


Рисунок 4.6 – Спектры излучения (сплошные кривые) и пропускания (пунктирные) ПММА толщиной 0.9 мм (а) и 3 мм (б) при возбуждении пучком электронов

Наличие этой полосы в коротковолновой области спектра можно объяснить содержанием примеси в данном образце, но не влиянием ИВЧ, иначе эта же полоса присутствовала бы и в спектрах свечения других образцов ПММА, так как наличие примеси не влияет на спектр ИВЧ. Интенсивность спектров свечения увеличивалась при возрастании плотности тока пучка [122, 124]. При этом форма спектров свечения для каждого образца ПММА не менялась, а для 3 образцов (0.9, 6 и 10 мм) совпадала, и не зависела от амплитуды и длительности тока пучка (рисунок 4.7).

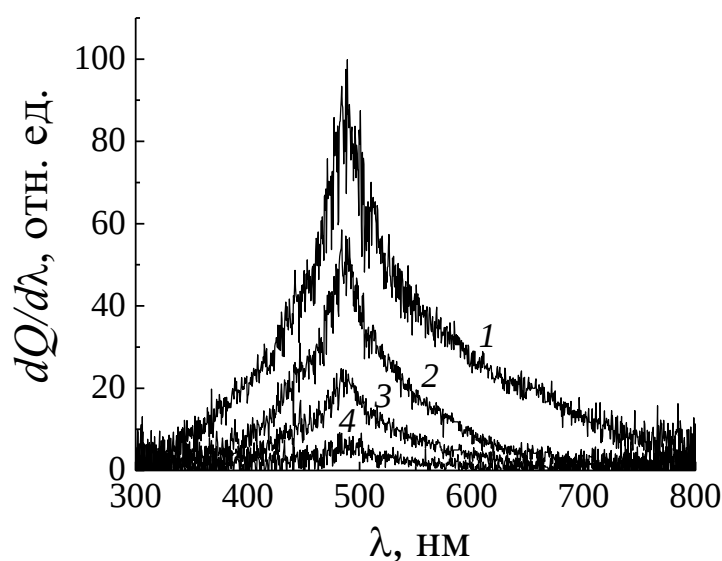


Рисунок 4.7 – Спектры излучения пластинки из полиметилметакрилата толщиной 6 мм при давлении гелия в газовом диоде 15 (1), 60 (2), 150 (3) и 375 Торр (4). Трубчатый катод, межэлектродный зазор $d = 14$ мм

На рисунках 4.8 и 4.9 представлены спектры фотолюминесценции для всех исследуемых образцов ПММА при возбуждении KrCl эксилампой с длиной волны 222 нм. Из полученных спектров видно, что максимум спектров фотолюминесценции для всех исследуемых образцов также, как и в случае импульсной катодолюминесценции составляет ~ 490 нм. При этом форма спектров излучения при возбуждении пучком электронов и эксилампой очень близки по форме. Это дополнительно подтверждает, что природа наблюдаемого излучения при облучении ПММА пучком электронов с энергией до 300 кэВ является люминесценция.

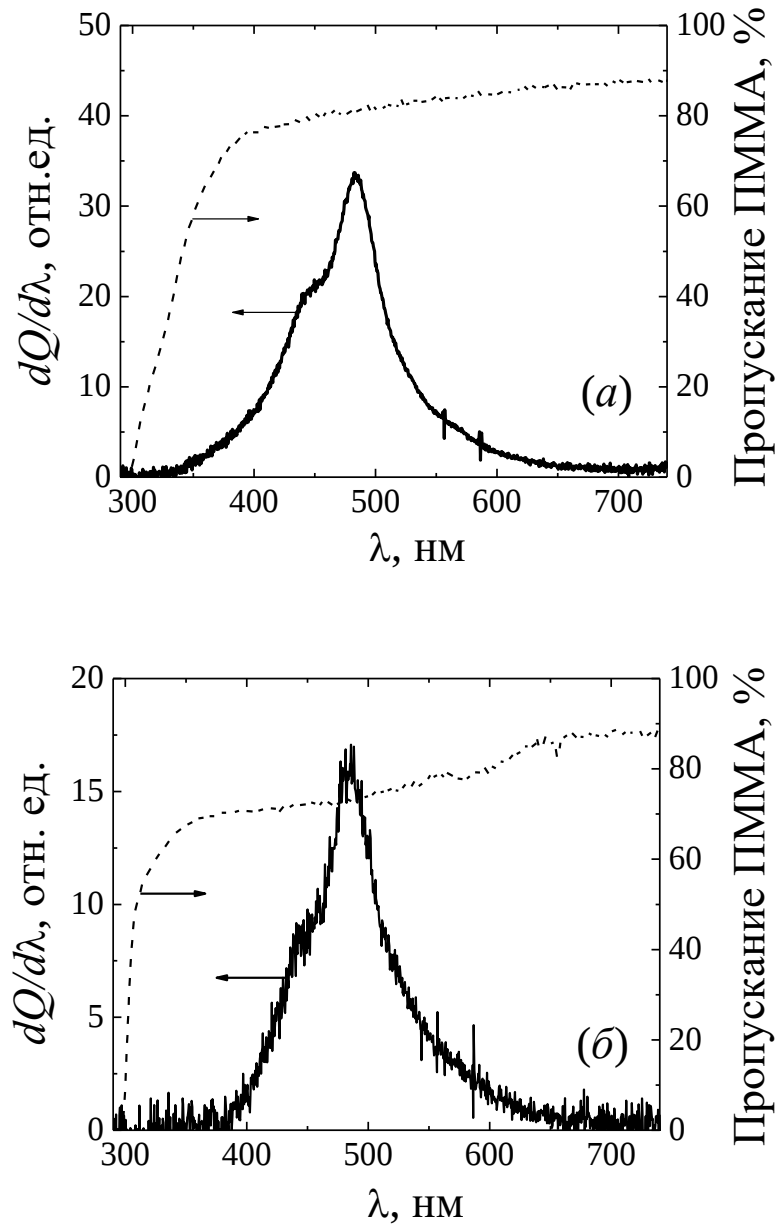


Рисунок 4.8 – Спектры излучения (сплошные кривые) и пропускания (пунктирные) ПММА толщиной 6 мм (а) и 10 мм (б) при возбуждении КгСl эксилампой с длиной волны 222 нм

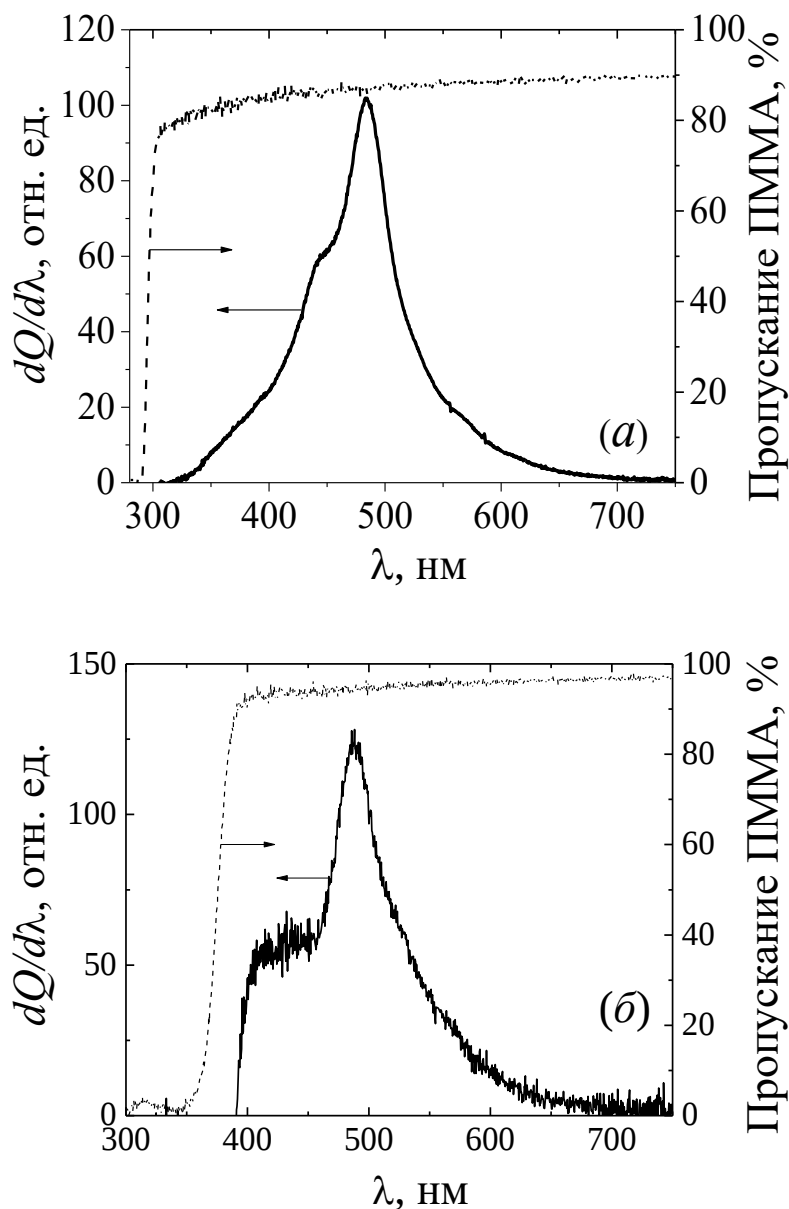


Рисунок 4.9 – Спектры излучения (сплошные кривые) и пропускания (пунктирные) ПММА толщиной 0,9 мм (а) и 3 мм (б) при возбуждении КгС1 эксилампой с длиной волны 222 нм

Выводы по главе 4

Результаты экспериментальных исследований излучения полиметилметакрилата (оргстекла, ПММА) при возбуждении пучком убегających электронов и КгС1 эксилампой с длиной волны излучения 222 нм показали, что в обоих случаях основной вклад в излучение даёт полоса люминесценции с

максимумом на длине волны ~ 490 нм. Интенсивность спектров излучения для всех исследуемых образцов спадает с уменьшением длины волны λ , что говорит об отсутствии заметного вклада ИВЧ, интенсивность которого должна увеличиваться с уменьшением длины волны λ (рисунок 1.5, в). В спектре свечения ПММА толщиной 3 мм помимо полосы с максимумом на длине волны ~ 490 нм наблюдается еще одна полоса в коротковолновой области спектра с меньшей интенсивностью. Данная полоса связана с наличием примеси в данном образце, так как она отсутствует в спектрах свечения других образцов ПММА, а на спектр ИВЧ не влияет наличие примесей в веществе.

Длительности импульсов свечения ПММА существенно превышали длительности импульсов тока пучка (рисунок 4.2). Известно, что эффект Вавилова-Черенкова является безынерционным, следовательно, ИВЧ в регистрируемое свечение ПММА не дает существенного вклада.

Из экспериментов с эксилампой следует, что излучение KrCl эксилампы на длине волны 222 нм поглощается в веществе и переизлучается уже в область прозрачности вещества. Следовательно, следует ожидать, что часть ИВЧ, которая поглощается веществом также может переизлучаться в виде фотолюминесценции в область прозрачности вещества и давать вклад в спектр ИКЛ.

5. Исследование свечения различных кристаллов

5.1 Анализ кинетических и спектральных характеристик импульсной катодолюминесценции кристаллов

В данном разделе описываются результаты исследований по получению ИКЛ природного кальцита ($\text{Mn}^{2+}:\text{CaCO}_3$), алмаза IIa типа (природный и искусственный образец), природного сподумена ($\text{Mn}^{2+}:\text{LiAlSi}_2\text{O}_6$) и синтетического флюорита (CaF_2). Кристаллы кальцита и сподумена содержали около 1 атом. % марганца (таблица 1). Возбуждение ИКЛ данных образцов кристаллов осуществлялось с помощью генератора СЛЭП-150, в газовый диод которого закачивался гелий при давлениях 60, 30 и 1 Торр (режимы 1, 2, 3 соответственно). Плотности токов пучка в режиме 1 и 2 составляют $\sim 100 \text{ А/см}^2$, а в режиме 3 около 35 А/см^2 в первом пике импульса и около 7 А/см^2 во втором (рисунок 2.4). Благодаря тому, что удалось значительно повысить плотность тока пучка, число импульсов для записи одного спектра ИКЛ по сравнению с [27, 28] существенно сократилось. Так, например, для природного алмаза, сподумена и флюорита было достаточно небольшого числа импульсов (10, 6, 1 импульс соответственно). Спектры излучения для флюорита, природного алмаза, сподумена и кальцита (рисунок 5.1) были получены при возбуждении пучком электронов с длительностью на полувысоте $\sim 0.25 \text{ нс}$ и плотностью тока пучка $\sim 100 \text{ А/см}^2$ (режим 2). Спектр катодолюминесценции искусственного алмаза в условиях данного эксперимента получился малой интенсивности, где более надежно регистрируется только полоса экситонной люминесценции с максимумом на длине волны $\lambda = 235 \text{ нм}$ и слабо проявляется, так называемая, А-полоса в диапазоне длин волн примерно 350–600 нм. Поэтому более подробно спектральный анализ алмазов (природного и искусственного) будет рассмотрен в п. 5.2, где люминесценция образцов, в том и числе и алмазов, возбуждалась еще и при воздействии электронным пучком в

импульсно-периодическом режиме [114, 117, 127, 128], а также при воздействии УФ излучением от KrCl эксилампы [117, 127, 128].

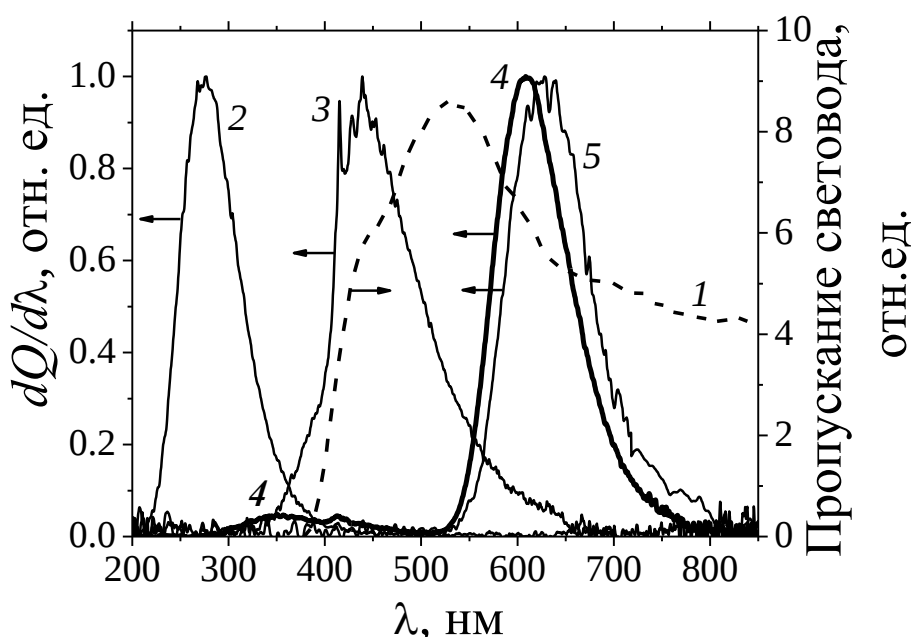


Рисунок 5.1 – Пропускание излучения световодом №1 (1) и спектры импульсной катодолуминесценции флюорита (2), природного алмаза (3), природного сподумена (4) и кальцита (5). Возбуждение в режиме 2 на генераторе СЛЭП-150

Наибольшая интенсивность излучения ИКЛ была получена во флюорите, природном алмазе и сподумене. В искусственном алмазе, как уже упоминалось выше, интенсивность ИКЛ была меньше, чем в природном, однако спектр излучения лежал в более широком диапазоне длин волн от 215 до 670 нм.

В спектре флюорита (рисунок 5.1, кривая 2) наблюдалась интенсивная полоса, максимум которой составлял $\lambda = 280$ нм. Спектральное положение этой полосы смещено в коротковолновую область относительно собственной полосы флюорита, максимум которой составляет $\lambda = 330$ нм [129]. Поэтому для того, чтобы правильно интерпретировать появления полосы с максимумом на 280 нм в наблюдаемом спектре люминесценции флюорита необходимо проводить дополнительные исследования.

В спектре свечения кальцита (рисунок 5.1, кривая 5) наблюдалась интенсивная полоса иона марганца Mn^{2+} , максимум которой соответствует длине волны $\lambda = 628$ нм.

В спектре свечения сподумена также наблюдалась интенсивная полоса иона марганца (как в кальците) с максимумом на длине волны $\lambda = 610$ нм. Кроме того, наблюдались две слабые полосы двух неэквивалентных дырочных центров люминесценции типа SiO_4^{3-} , имеющие максимумы на длинах волн $\lambda = 330\text{--}350$ нм и $410\text{--}440$ нм [2, 3, 130]. При возбуждении ИКЛ сподумена меньшей плотностью тока пучка [27, 28, 131] эти две полосы дырочных центров люминесценции типа SiO_4^{3-} в спектре свечения не проявлялись.

Результаты по кинетическим измерениям импульсной катодолюминесценции кристаллов представлены на рисунке 5.2.

Так как импульсы ИКЛ регистрировали с помощью световода №1, который имел поглощение в диапазоне длин волн короче 400 нм (рисунок 5.1, кривая 1), то кинетику ИКЛ во флюорите зарегистрировать не удалось. На рисунке 5.2 показаны импульсы катодолюминесценции сподумена (б), кальцита (в), природного (г) и искусственного алмаза (д), полученные при разных параметрах импульсов тока пучка (разных режимах).

Интенсивность излучения катодолюминесценции исследуемых образцов кристаллов возрастала при увеличении энергии пучка электронов, как за счет увеличения его амплитуды, так и длительности. Импульсы катодолюминесценции при давлениях гелия 60 и 30 Торр (режим 1 и 2) на рисунке 5.2 получены при близких плотностях тока пучка (~ 100 А/см²), но разных длительностях импульса – 0.1 и 0.25 нс соответственно. На импульсах катодолюминесценции, полученных при давлении 1 Торр (режиме 3), видно повторное увеличение интенсивности люминесценции за счет второго пика на осциллограмме тока пучка (рисунок 5.2, а).

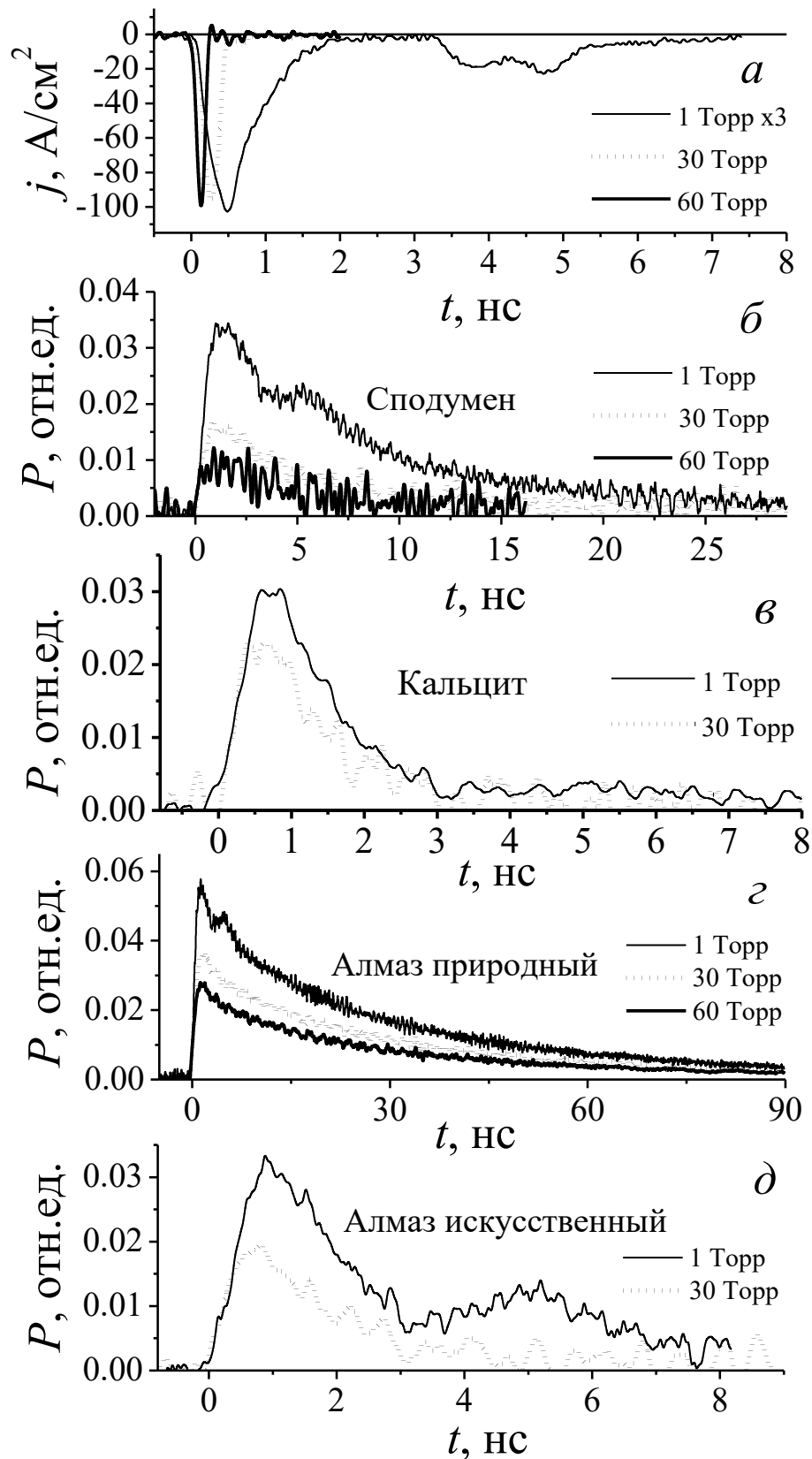


Рисунок 5.2 – Кинетика ИКЛ природного сподумена (*б*), природного кальцита (*в*) и алмаза (природного и искусственного) (*г*, *д*) при возбуждении импульсами тока пучка (*а*). Осциллограмма плотности тока пучка при давлении 1 Торр (*а*) увеличена в 3 раза

Благодаря высокому временному разрешению фотодиода PD025 (Photek) при регистрации оптического сигнала импульсов люминесценции удалось установить, что фронт импульса люминесценции природного алмаза, искусственного алмаза, сподумена и кальцита составляет соответственно ~ 1 , ~ 0.5 , ~ 0.4 и ~ 0.3 нс при минимальной длительности тока пучка ~ 0.1 нс. Наименьшая длительность спада импульса наблюдалась в кальците и искусственном алмазе (рисунок 5.2). Для всех исследованных кристаллов фронт импульса люминесценции был короче спада. Спад импульсов люминесценции в природном алмазе и сподумене имеет экспоненциальный характер (рисунок 5.2). Длительность люминесценции для всех кристаллов существенно превышает длительность импульса тока пучка, при котором осуществлялось возбуждение люминесценции. Для природного алмаза длительность фронта импульса люминесценции слабо менялась при изменении длительности тока пучка и составляла ~ 1 нс.

Двукратное увеличение во времени нарастания импульсов люминесценции для природного по сравнению с искусственным алмазом (рисунок 5, *г* и *д*) по-видимому, связано с тем, что исследуемый образец природного алмаза имеет монокристаллическую структуру, а исследуемый образец искусственного алмаза – поликристаллическую. В поликристаллическом искусственном алмазе ввиду наличия sp^2 -гибридизированных углеродных связей на границах кристаллитов [132] образуется большая плотность состояний вблизи краев разрешенных зон, что приводит к сокращению времени термализации горячих носителей, и, следовательно, к сокращению длительности фронта рекомбинационного излучения в видимом диапазоне спектра. Данное объяснение разницы во временах нарастания импульсов люминесценции исследуемых образцов искусственного и природного алмаза на данный момент является гипотезой, для доказательства которой необходимо проведение дополнительных экспериментальных исследований на большом количестве моно- и поликристаллических образцов природного и синтетического происхождения.

5.2 Анализ излучения катодолюминесценции и Вавилова–Черенкова различных кристаллов

В данном разделе описываются результаты исследований, которые были направлены в первую очередь на поиск и регистрацию излучения Вавилова–Черенкова в различных кристаллах (диэлектриках и полупроводниках). Свечение различных кристаллов возникало под действием пучков убегающих электронов, энергия которых не превышала ~ 200 кэВ (рисунок 2.11). Пучки убегающих электронов были получены с помощью генератора РАДАН-220, работающим в моноимпульсном режиме и с помощью генератора ГИН-55-01, который работал в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 60 Гц. Возбуждение свечения кристаллов пучками электронов от генератора РАДАН-220 осуществлялось в двух режимах (при $j \approx 75$ А/см² – режим 1, и $j \approx 1$ А/см² – режим 2), которые подробно описаны в разделе 2.2.

В качестве образцов были выбраны различные кристаллы (диэлектрики и полупроводники), представленные в таблице (2): природный и искусственный алмаз IIa типа, CsI, ZnS, Al₂O₃, CaF₂, ZrO₂, Ga₂O₃, CdS, ZnSe и CaCO₃. Образцы кристаллов имели различную форму и размеры, но их толщина была достаточной, чтоб электроны полностью поглощались в них.

Как известно, интенсивность ИВЧ увеличивается при уменьшении длины волны $\sim 1/\lambda^3$ (см. формулу 1.29 и рисунки 1.7, в, и 3.2) и увеличении показателя преломления вещества (рисунок 1.7, б). То есть наиболее подходящими веществами, для использования их в качестве радиатора в черенковских детекторах при регистрации ИВЧ от электронов с энергией < 0.5 МэВ, являются те, которые имеют прозрачность в коротковолновой области спектра (УФ диапазон) и высокий показатель преломления. О требованиях, которые предъявляются к радиаторам черенковских детекторов, также было сказано в разделе 1.5. Из всех исследуемых кристаллов наибольшие показатели преломления имели: алмаз, ZnSe, CdS, ZnS и ZrO₂ (таблица 2). Однако кристаллы ZnSe и CdS имеют прозрачность только в длинноволновой области спектра (> 470

нм), поэтому менее подходят в качестве радиаторов для черенковских детекторов. Кристаллы CaF_2 и Al_2O_3 хорошо пропускают свет не только в УФ области спектра, но и в ВУФ-диапазоне, но имеют сравнительно небольшие показатели преломления (таблица 2). Также сравнительно малые показатели преломления имеют кристаллы CsI и CaCO_3 .

Полученные спектры свечения материалов и спектры их пропускания представлены на рисунках 5.3–5.7.

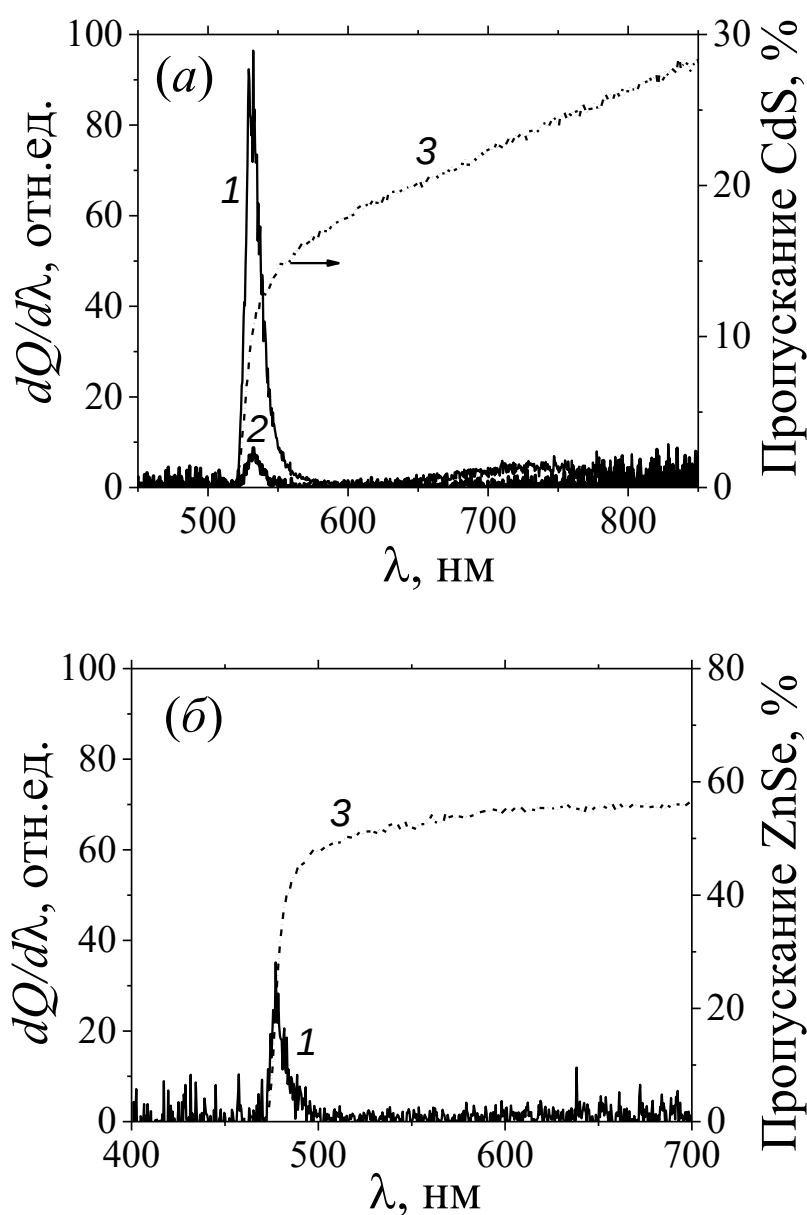


Рисунок 5.3 – Спектры излучения и пропускания (3) для CdS (a) и ZnSe (б) при возбуждении пучком электронов от генератора РАДАН-220 (1) в режиме 1 и ГИН-55-01 (2)

Спектры излучения сапфира (Al_2O_3) и диоксида циркония (ZrO_2) получились слабой интенсивности, с большим уровнем шумового сигнала, и в данной работе не приводятся.

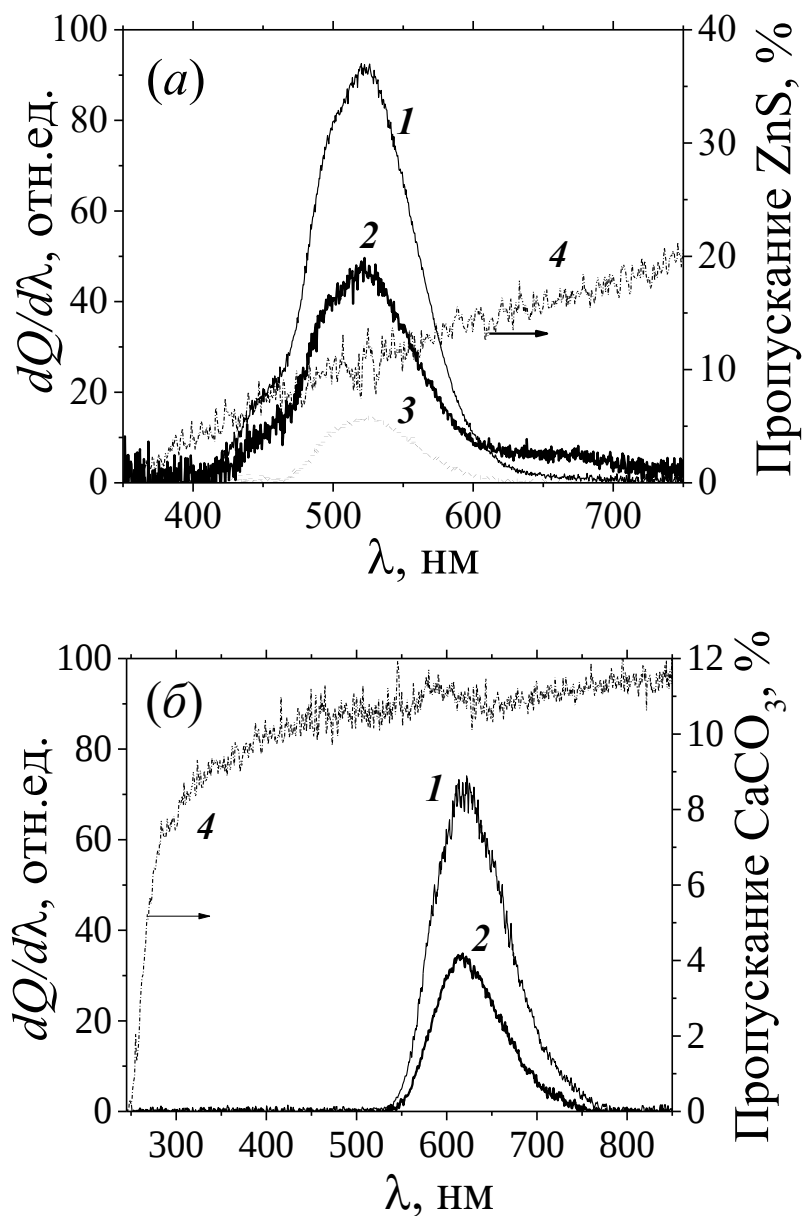


Рисунок 5.4 – Спектры излучения и пропускания (4) для ZnS (а) и CaCO₃ (б) при возбуждении пучком электронов от генератора РАДАН-220 (1) в режиме 1 и ГИН-55-01 (2), а также при возбуждении KrCl эксимерной лампой (3)

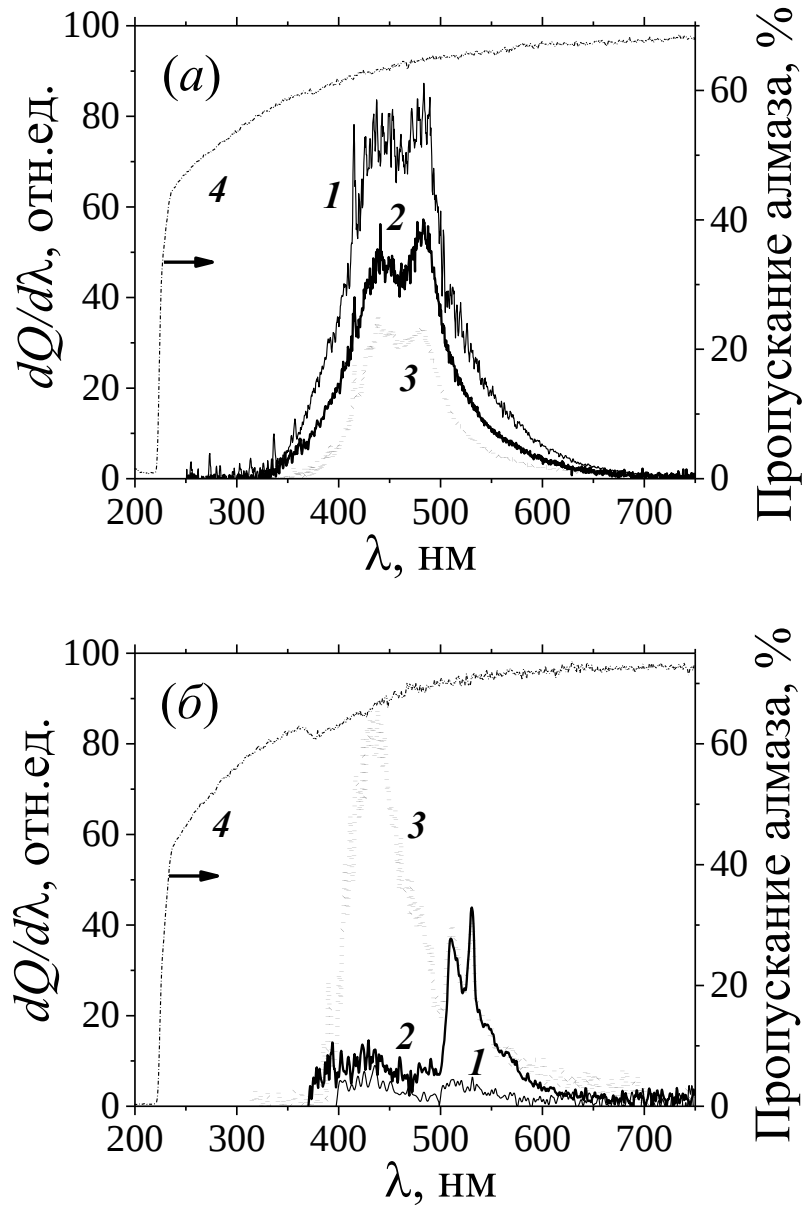


Рисунок 5.5 – Спектры излучения и пропускания (4) для природного (а) и искусственного алмаза (б), при возбуждении пучком электронов от генератора РАДАН-220 (1) в режиме 1 и ГИН-55-01 (2) а также при возбуждении KrCl эксилампой (3)

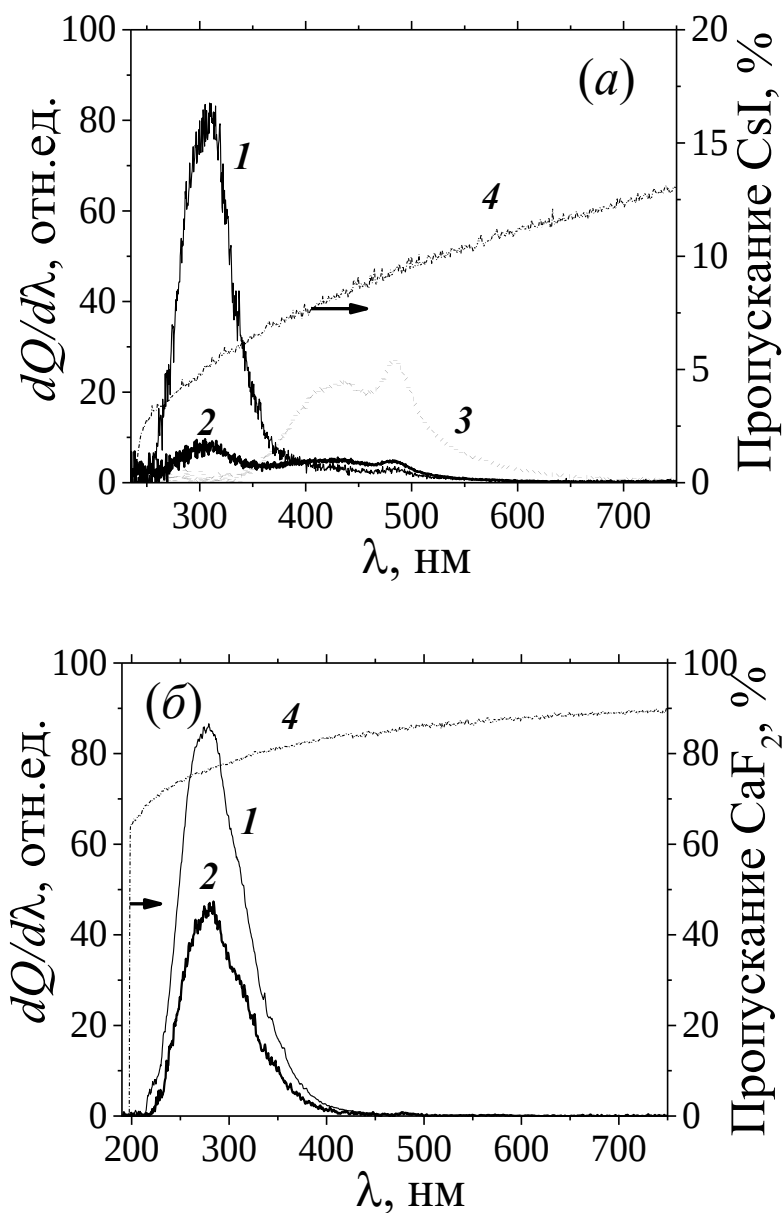


Рисунок 5.6 – Спектры излучения и пропускания (4) для CsI (a) и CaF₂ (б) при возбуждении пучком электронов от генератора РАДАН-220 (1) в режиме 1 и ГИН-55-01 (2), а также при возбуждении KrCl эксилампой (3)

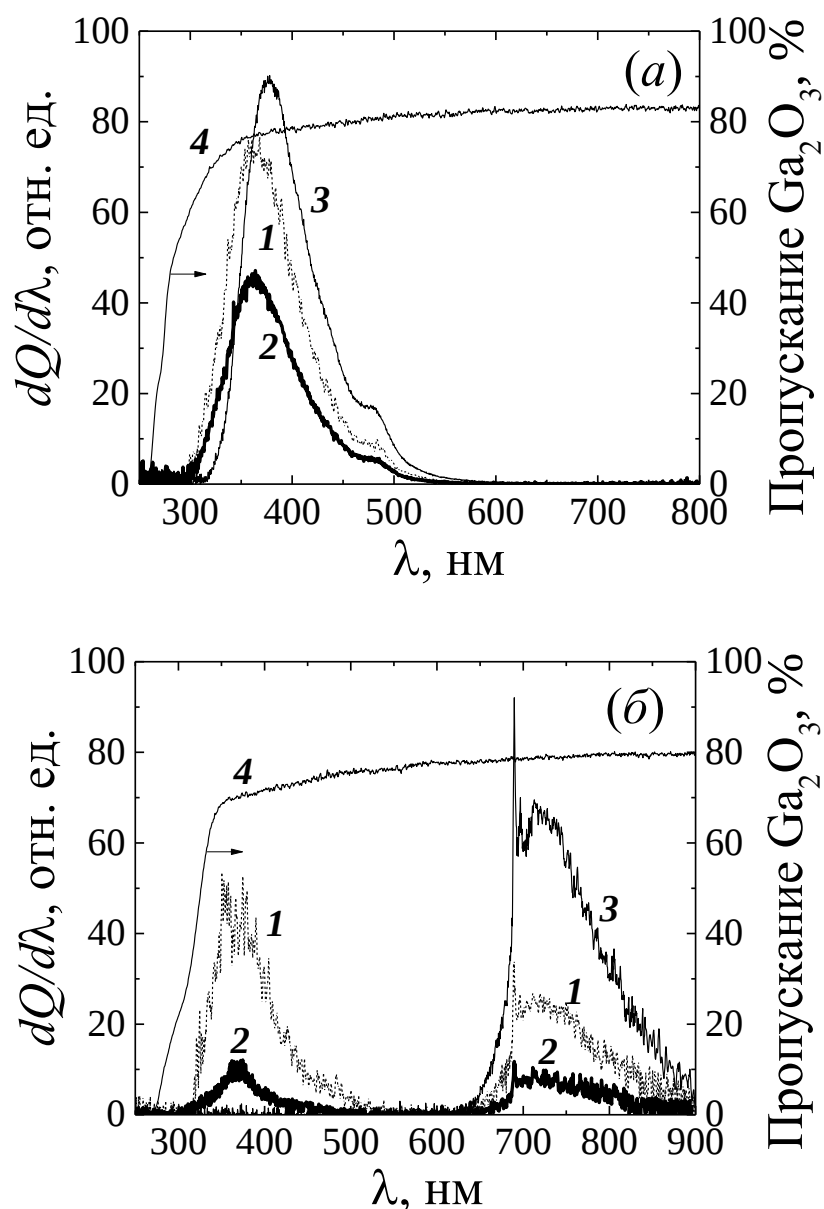


Рисунок 5.7 – Спектры пропускания (1) и излучения Ga₂O₃ (2, 3, 4), легированного Sn (а) и Fe (б), при возбуждении пучком электронов от генератора РАДАН-220 в режиме 1 (3) и ГИН-55-01 (2), а также при возбуждении эксилампой (4)

Спектры катодолюминесценции были получены для всех исследуемых кристаллов. Спектры фотолюминесценции не были зарегистрированы с сапфиром и флюоритом, так как излучение от КгСl эксилампы ($\lambda_{\text{max}} = 222$ нм) слабо поглощалось в этих веществах. Также спектры фотолюминесценции не были зарегистрированы с сульфидом кадмия (CdS), селенидом цинка (ZnSe) и кальцитом (CaCO₃). Как уже говорилось в главе 4, на основе экспериментов с

эксилампой было установлено, что часть ИВЧ, которая лежит в области поглощения вещества, также может переизлучаться в виде фотолюминесценции в область прозрачности вещества и давать вклад в спектр катодолюминесценции.

В спектрах ИКЛ природного алмаза (рисунок 5.5, *а*) в области 330-650 нм при всех трех источниках возбуждения видна хорошо известная суперпозиция бесструктурной А-полосы и электронно-колебательной системы (ЭКС) N3 [26, 133]. А-полоса при 430-460 нм обусловлена собственными дефектами – sp^2 -гибридизированными углеродными связями [134]. Центрами ЭКС N3 являются комплексные дефекты, включающие три замещающих атома азота в соседних узлах решетки в плоскости $\langle 111 \rangle$, связанные с общей вакансией – N_3V -дефекты [135]. Бесфононная линия (БФЛ) ЭКС N3 наблюдается при 415 нм; ее основные фононные повторения – при 428, 439 и 452 нм. В области 225–310 нм, которая попадает в область пропускания используемых кристаллов алмаза и в которой должно наблюдаться ИВЧ, излучение на спектрограммах было слабым и надежно не регистрировалось.

В спектрах ИКЛ искусственного алмаза (рисунок 5.5, *б*) интенсивность излучения в области 370–650 нм уменьшилась, изменилось распределение энергии излучения по спектру в данной области, и проявилась зависимость спектра от режима возбуждения. Наиболее сильное уменьшение регистрируемой интенсивности излучения в области 370–650 нм было получено при частоте следования импульсов 1 Гц. Причем, в режиме 2 из-за уменьшения плотности тока пучка более чем на порядок, зарегистрировать спектр излучения искусственного алмаза не удалось. При возбуждении в импульсно-периодическом режиме с частотой 60 Гц уменьшение интенсивности излучения в области 370–650 нм было меньше, чем в режиме 1 (однократных импульсов). Кроме того, в импульсно-периодическом режиме с частотой 60 Гц изменилось распределение энергии оптического излучения по спектру. В спектре свечения катодолюминесценции помимо А-полосы при 430-440 нм наблюдались ЭКСы 389 нм и 3Н [136]. ЭКС 389 нм названа по спектральному положению БФЛ, причем ее фононные повторения наблюдаются при 400, 410 и 420 нм. Бесфононная линия

ЭКС 3Н при 503 нм характеризуется низкой интенсивностью при комнатной температуре, а ее основные фоновые повторения наблюдаются при 510 и 530 нм. На данный момент еще не предложены модели центров ЭКС 389 нм и 3Н, которые бы описывали все наблюдаемые данные, но можно утверждать, что данные ЭКСы обусловлены междоузельными атомами, т.е. радиационными дефектами [136]. В области 225–350 нм излучение на спектрограммах было слабым и надежно не регистрировалось, как и в режиме 1. Соответственно, при увеличении частоты следования импульсов тока пучка интенсивность излучения искусственного алмаза в области 370–650 нм увеличивается, что может быть обусловлено накоплением радиационных дефектов, которые не успевают релаксировать в паузах между импульсами возбуждения.

При возбуждении импульсами УФ излучения ($\lambda_{\text{max}} = 222$ нм) длительностью ~ 200 нс от КгСІ эксилампы, которые следовали с частотой 43 кГц и обеспечивали на образцах среднюю плотность мощности излучения 7 мВт/см², также наблюдались ЭКСы 389 нм и 3Н (500–540 нм). Интенсивность А-полосы в области 400–500 нм значительно увеличилась. Из этих результатов следует, что при облучении алмазов коротковолновым УФ излучением интенсивность излучения алмазов в области 350–650 нм увеличивается. Соответственно, ИВЧ при его достаточной интенсивности, может давать вклад в интегральное свечение алмаза за счет фотолюминесценции.

Спектры свечения кристаллов Ga₂O₃, возбуждаемых пучком электронов и УФ излучением существенно зависят от вида легирования [137]. Наибольшую интенсивность при возбуждении пучком электронов имеет полоса катодолуминесценции в области 300–450 нм. Данная полоса также регистрируется при возбуждении УФ излучением от КгСІ эксилампы кристалла, легированного Sn. В кристалле, легированном Fe, при обоих способах возбуждения обнаружена новая полоса в области 650–900 нм. Однако в этом кристалле фотолюминесценция в области 300–450 нм была слабой и не регистрировалась на фоне шумов. Отметим, что в этом кристалле интенсивность

полосы в области 300–450 нм была существенно меньше, чем в кристалле, легированном Sn. Это может быть обусловлено тем, что концентрация свободных носителей заряда с легирующей примесью Fe была существенно меньше, чем со Sn.

Видно, что с помощью спектрометра ИВЧ не было зарегистрировано ни в одном из исследуемых образцов кристаллов (рисунки 5.3–5.7). Однако энергий электронов в пучке, который формирует генератор РАДАН-220 (рисунок 2.11, кривая 1), должно быть достаточно для генерации квантов черенковского излучения в большинстве кристаллов (таблица 2). Для того, чтобы повысить чувствительность метода регистрации ИВЧ использовался чувствительный ФЭУ и монохроматор. Схема эксперимента (рисунок 2.13) подробно описана в разделе 2.2. Кроме того, в спектрах свечения большинства исследуемых кристаллов имеется область между краем полосы поглощения и коротковолновым краем полосы катодолюминесценции, где отсутствует какое-либо излучение, заметное на уровне шумов. Поэтому ИВЧ проще всего зарегистрировать именно в этом спектральном диапазоне.

В спектрах свечения кристаллов ZnS, CaCO₃ (рисунок 5.4), природного и искусственного алмазов (рисунок 5.5), а также Ga₂O₃ (рисунок 5.7) имеется достаточно большая область между краем полосы поглощения и краем полосы люминесценции, в которой отсутствует излучение, заметное на уровне шумов. В кристаллах CsI (рисунок 5.6, а) коротковолновые края полос поглощения и катодолюминесценции практически совпадают, что затрудняет регистрацию ИВЧ в этой области. В CaF₂ (рисунок 5.6, б), хотя коротковолновый край полосы поглощения и лежит в ВУФ области спектра (~130 нм, см. рисунок 3.1, а, кривая 2), но край полосы люминесценции достигает 220 нм, а в области короче 220 нм существенно возрастает поглощение кварцевых световодов (в области короче 200 нм резко возрастает еще и поглощение излучения воздухом).

При использовании ФЭУ и монохроматора в области между краем полосы поглощения и краем полосы люминесценции вещества было зарегистрировано ИВЧ в различных кристаллах (в алмазе – природном и искусственном, ZnS, ZrO₂,

Ga_2O_3 , Al_2O_3 , CsI). Чувствительности используемого ФЭУ оказалось достаточно для достоверной регистрации ИВЧ в этих кристаллах. В условиях эксперимента ИВЧ легче всего удалось получить в алмазе (искусственном и природном) и Ga_2O_3 , так как эти кристаллы обладают не только достаточно высоким показателем преломления, ну и прозрачностью в УФ области спектра, где наблюдается наибольшая интенсивность ИВЧ. В кристаллах CdS и ZnSe из-за большого поглощения в области спектра короче 500 нм ИВЧ не регистрировали. Для регистрации ИВЧ в CaF_2 и CaCO_3 следует использовать пучок электронов с более высокой энергией (более 200 кэВ).

На рисунке 5.8 представлены импульсы излучения Ga_2O_3 на определенных длинах волн с ФЭУ, установленного за монохроматором (*a*) и с фотодиода PD025 (Photek) (*б*).

Излучение Вавилова–Черенкова оксида галлия III в области 260-300 нм удалось зарегистрировать только при использовании монохроматора и чувствительного ФЭУ. Причем это удалось сделать не только в режиме 1 при плотности тока пучка 75 А/см^2 , но и в режиме 2 при плотности тока пучка 1.1 А/см^2 . На рисунке 5.8 (*a*) приведены импульсы излучения, зарегистрированные с помощью ФЭУ на длинах волн 265, 370 и 484 нм. Излучение на длине волны 265 нм лежит в спектральном диапазоне между краем полосы поглощения и коротковолновым краем полосы люминесценции. Излучение на данной длине волны имеет меньшую интенсивность (на рисунке 5.8 изображены нормированные на единицу импульсы излучения), а также минимальную задержку относительно импульса напряжения и длительность, обусловленную временным разрешением используемого ФЭУ.

Двугорбая форма импульсной характеристики ФЭУ получена при его штатном режиме работы, и в документах к данному ФЭУ [138] описаны условия, когда такая форма сигнала имеет место. Так как эффект Вавилова–Черенкова является безынерционным, то зарегистрированное излучение на длине волны 265 нм является ИВЧ. При регистрации излучения в области катодолюминесценции амплитуда импульсов излучения и длительность импульсов с ФЭУ возрастала.

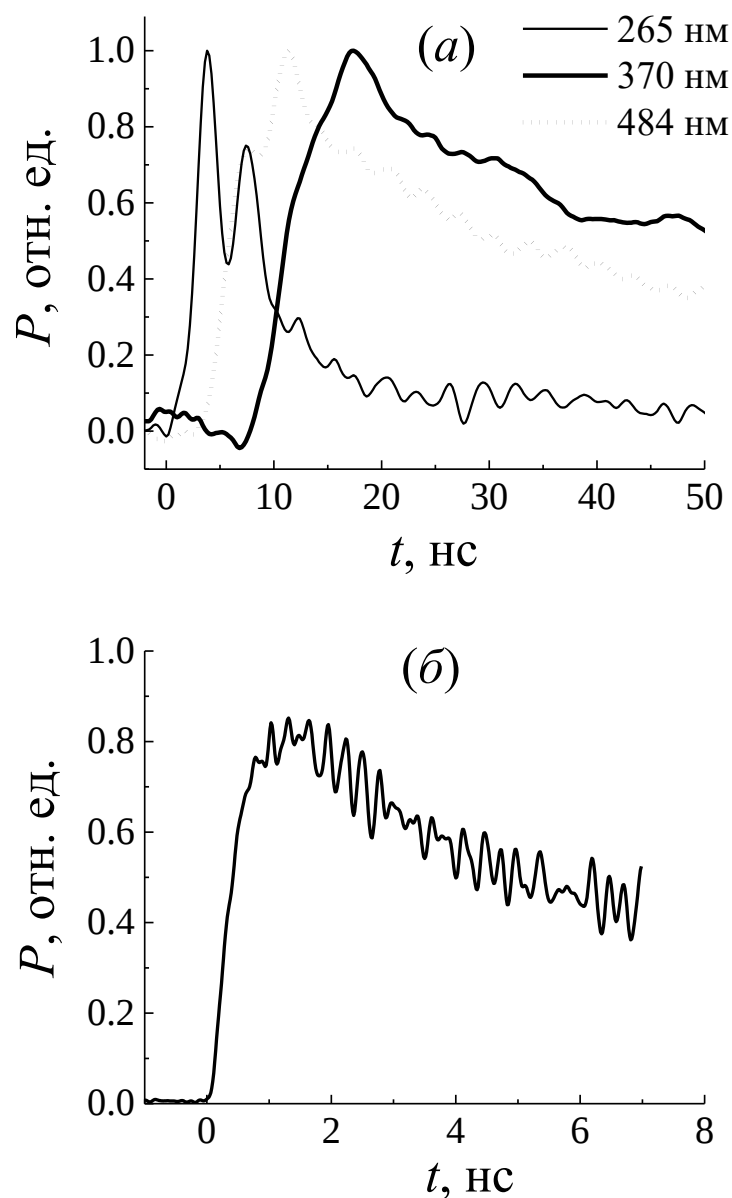


Рисунок 5.8 – Импульсы излучения Ga_2O_3 на отдельных длинах волн с ФЭУ, установленного за монохроматором, полученные на генераторе РАДАН-220 в режиме 2 (а) и с фотодиода в режиме 1 (б)

Применение для регистрации излучения фотодиода PD025 (Photek) с высоким временным разрешением позволило регистрировать интегральные импульсы излучения в области 250–700 нм, полученные с помощью генератора РАДАН-220 (режим 1). Регистрация импульсов свечения кристалла Ga_2O_3 фотодиодом PD025 в коротковолновой области была ограничена пропусканием

кристаллов Ga_2O_3 , а в длинноволновой чувствительностью фотодиода. Полученный импульс излучения для кристалла, легированного Sn, приведен на рисунке 5.8 (б). Фронт импульса излучения составил около 0.7 нс, а длительность импульса около 6 нс на полувысоте. Оба этих параметра существенно превышали длительность фронта и длительность тока пучка в режиме 1 и 2, соответственно 180 и 100 пс. Как известно, эффект Вавилова-Черенкова является безынерционным, следовательно, эксперименты с фотодиодом подтверждают, что при регистрации сигналов в области 250–700 нм основной вклад в излучение даёт катодолюминесценция. Эксперименты с использованием фотодиода также подтверждают, что интенсивность катодолюминесценции кристалла, легированного Sn, существенно больше, чем интенсивность катодолюминесценции кристалла, легированного Fe.

На рисунке 5.9 представлены импульсы излучения алмаза (искусственного и природного) на определенных длинах волн с ФЭУ.

Излучение на длине волны 260 нм для природного и искусственного алмаза имеет минимальную длительность, обусловленную временным разрешением используемого ФЭУ. При регистрации излучения в области катодолюминесценции (415, 478 нм) амплитуда и длительность импульсов с ФЭУ возрастала. Импульсы излучения алмазов с фотодиода PD025 (Photek) были представлены на рисунке 5.2 (з, д). Видно, что длительность импульсов излучения для природного алмаза (рисунок 5.2, з) превышала длительность импульсной характеристики ФЭУ, что дополнительно подтверждает то, что на данной длине волны регистрируется ИВЧ.

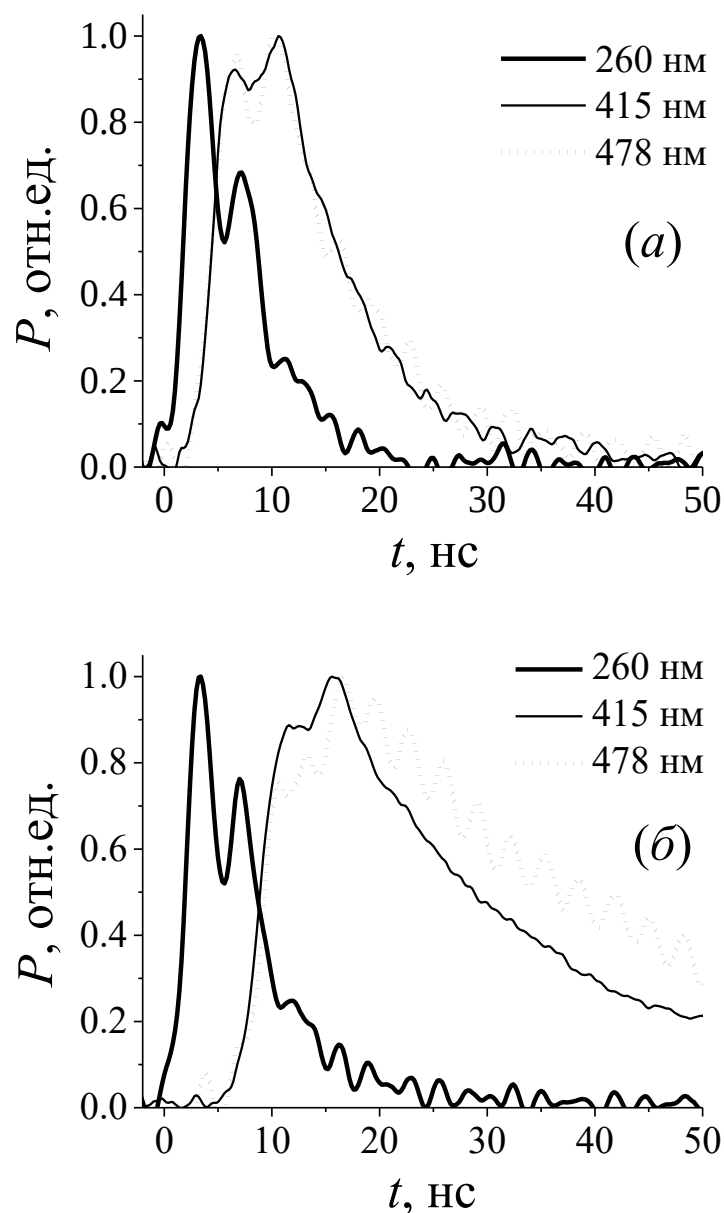


Рисунок 5.9 – Импульсы излучения алмаза искусственного (а) и природного (б) на отдельных длинах волн с ФЭУ, установленного за монохроматором, полученные на генераторе РАДАН-220 в режиме 2

Зависимости спектральной плотности энергии излучения природного и искусственного алмазов при возбуждении пучком электронов от длины волны приведены на рисунке 5.10. Из рисунка 5.10 следует, что в области 230–290 нм для природного алмаза и в области 230–350 нм для искусственного алмаза спектральная плотность энергии увеличивается с уменьшением длины волны.

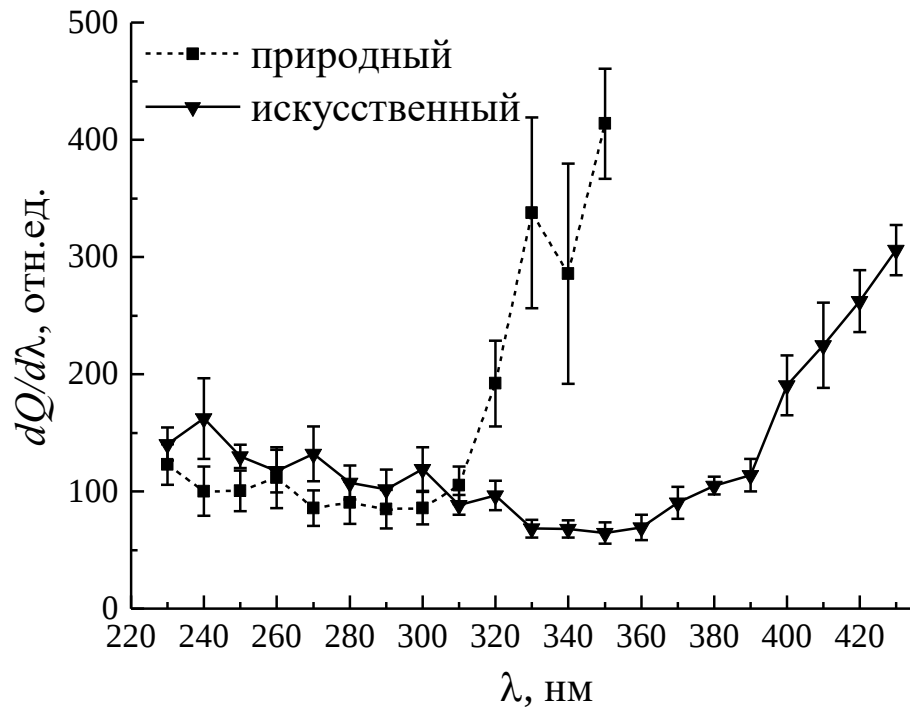


Рисунок 5.10 – Зависимости спектральной плотности энергии излучения природного и искусственного алмазов от длины волны при возбуждении пучком электронов в режиме 2 генератора РАДАН-220, полученные с применением ФЭУ и монохроматора МДР-23

Регистрируемая длительность импульсов излучения образцов алмаза в этих областях не изменяется и соответствует временному разрешению ФЭУ, равному ~ 2 нс, а в длинноволновой области спектра длительность излучения растет. Так как эффект Вавилова-Черенкова является безынерционным, то зарегистрированное оптическое излучение в данных областях спектров является ИВЧ.

5.3 Вклад излучения Вавилова–Черенкова в спектр свечения алмазов

В главе 3 были проведены расчеты спектральной плотности энергии ИВЧ с учетом распределения электронов по энергиям для генератора РАДАН-220, ионизационных потерь при движении электронов пучка в алмазе и дисперсии показателя преломления $n(\lambda)$ в алмазе. Для оценки доли излучения Вавилова–Черенкова в спектре свечения алмазов также были проведены расчеты рассеяния

электронов в фольге и алмазе, а также определена доля ИВЧ, попадающая в линзу, которая строила изображение на щели монохроматора (рисунок 2.13). На рисунке 5.11 приведен экспериментальный спектр, полученный с помощью ФЭУ и монохроматора, и расчетный спектр ИВЧ для природного и искусственного алмаза.

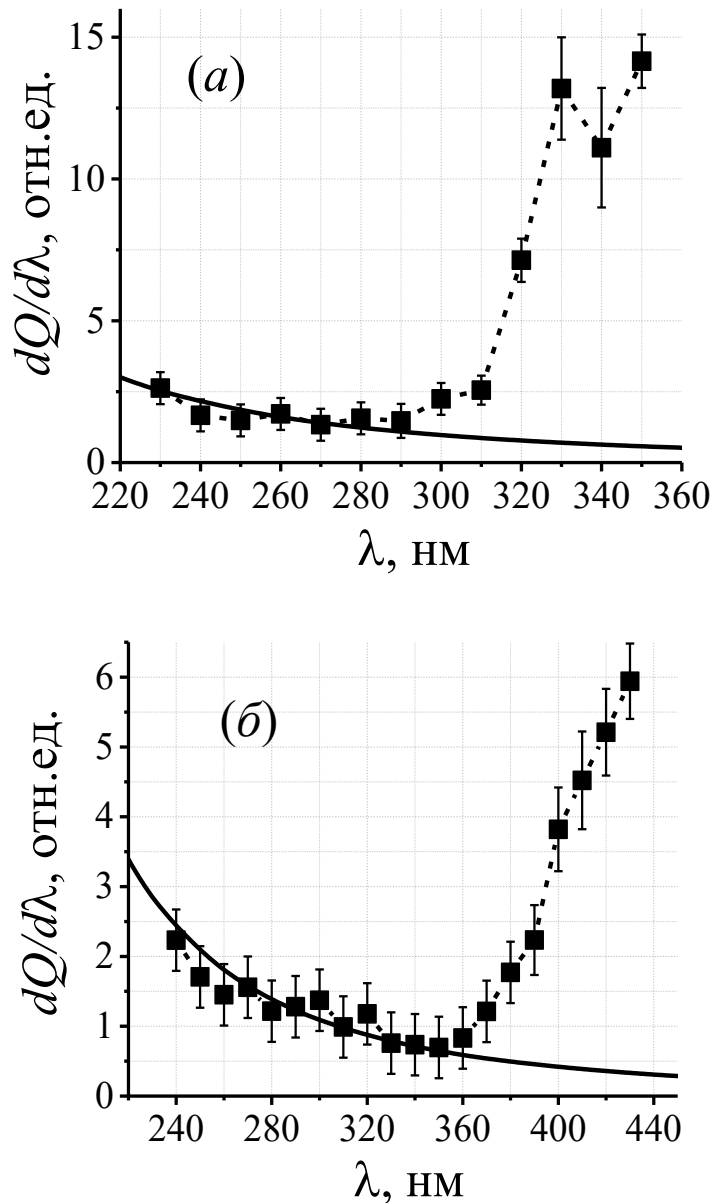


Рисунок 5.11 – Зависимости спектральной плотности энергии излучения природного (а) и искусственного (б) алмазов от длины волны (пунктирные кривые) при возбуждении пучком электронов в режиме 2 генератора РАДАН-220, полученные с применением ФЭУ и монохроматора МДР-23 и расчетные кривые спектральной плотности энергии ИВЧ (сплошные кривые)

Оценка доли ИВЧ в спектре свечения алмазов была сделана во всем спектральном диапазоне, который регистрируется спектрометром. Для этого делалась “сшивка” спектров, полученных с помощью спектрометра (рисунок 5.5) и монохроматора, совмещенного с ФЭУ (рисунок 5.11). Из полученных спектров вычитался расчетный спектр ИВЧ, учитывалась доля каждого излучения (ИВЧ и люминесценция), попадающая в линзу и интегрировались полученные спектры во всем спектральном диапазоне. В результате доля энергии ИВЧ от энергии люминесценции в диапазоне длин волн 240–750 нм для искусственного и природного алмаза составила не более $\sim 34\%$ и $\sim 1\%$ соответственно.

Выводы по главе 5

При возбуждении ИКЛ алмаза (природного и искусственного), кальцита и сподумена пучком убегающих электронов субнаносекундной длительности (~ 100 пс) впервые удалось измерить фронт нарастания импульсов катодолюминесценции в этих материалах с помощью фотодиода с высоким временным разрешением (~ 80 пс). Фронт нарастания импульса ИКЛ для природного и искусственного алмаза, сподумена и кальцита составил ~ 1 , ~ 0.5 , ~ 0.4 и ~ 0.3 нс соответственно.

Результаты экспериментальных исследований амплитудно-временных и спектральных характеристик свечения различных кристаллов (диэлектриков и полупроводников) под действием пучков электронов с энергией не более 300 кэВ показали, что основной вклад в спектр свечения этих кристаллов дает катодолюминесценция, интенсивность которой существенно превышает интенсивность ИВЧ.

ИВЧ удалось зарегистрировать только в ряде исследуемых кристаллов в узком спектральном диапазоне между краем полосы поглощения и краем полосы люминесценции и только с помощью чувствительного ФЭУ и монохроматора. Наиболее легче ИВЧ удалось зарегистрировать в природном и искусственном

алмазе и в оксиде галлия III, так как эти кристаллы наряду с относительно высоким показателем преломления также имеют прозрачность в УФ области спектра, где интенсивность ИВЧ достигает максимального значения. Более подробно исследования были проведены в алмазе, который довольно часто используется в черенковских детекторах в качестве радиатора для регистрации убегающих электронов в установках токамак. Убегающие электроны, появляющиеся в установках токамак, обладают различной энергией (вплоть до единиц-десятков МэВ), при этом большое количество убегающих электронов имеют энергию десятки-сотни кэВ. Исследованиям свечения различных материалов (диэлектриков и полупроводников) в этом диапазоне энергий электронов (десятки-сотни кэВ) посвящена данная работа.

.

Заключение

1. Благодаря улучшению временного разрешения оптического сигнала при возбуждении ИКЛ удалось измерить время нарастания импульса люминесценции природного и искусственного алмаза, сподумена и кальцита.
2. Предложена гипотеза, объясняющая различие во временах нарастания импульсов ИКЛ для природного и искусственного алмаза.
3. Установлен определяющий вклад в спектр свечения исследованных материалов при облучении пучками электронов с энергией десятки-сотни кэВ – катодолюминесценция. На основании этого можно рекомендовать для создания датчиков на основе ИВЧ кристалл искусственного алмаза с малым содержанием примеси.
4. Предложен способ повышения чувствительности регистрации ИВЧ.
5. В спектрах катодолюминесценции и фотолюминесценции кристалла Ga_2O_3 , легированного Fe обнаружена новая полоса в диапазоне длин волн 650-850 нм.
- 6.1 Опираясь на результаты амплитудно-временных и спектральных характеристик излучения исследованных материалов, полученные при комнатной температуре целесообразно в будущем перейти к исследованиям этих характеристик излучения в условиях, приближенных к условиям работы токамака, где в процессе работы достигаются температуры выше 300°C.
- 6.2 Целесообразно продолжить исследования, подтверждающие (либо опровергающие) гипотезу о физическом механизме, объясняющим разницу во временах нарастания ИКЛ в природном монокристаллическом и искусственном поликристаллических алмазах путем проведения экспериментальных работ на большом количестве моно- и поликристаллических образцов природного и синтетического происхождения.

Список литературы

1. Марфунин А. С. Спектроскопия, люминесценция и радиационные центры в минералах / А. С. Марфунин. – Москва: Недра, 1975. – 327 с.
2. Бакшт Е. Х. Импульсная катодолюминесценция алмаза, кальцита, сподумена и флюорита под воздействием электронного пучка субнаносекундной длительности / Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, В. Ф. Тарасенко // Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36, № 21. – С. 102–110.
3. Тарасенко В. Ф. Люминесценция кристаллов сподумена и граната, возбуждаемая субнаносекундным и наносекундным электронными пучками / В. Ф. Тарасенко, В. И. Соломонов, Е. Ф. Полисадова, А. Г. Бураченко, Е. Х. Бакшт // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, № 5. – С. 144–149.
4. Tarasenko V. F. Calcite: Formation, Properties and Applications / V. F. Tarasenko, V. M. Lisitsyn, E. F. Polisadova, D. T. Valiev, A. G. Burachenko, E. H. Baksht / Ed. by Joana Dobrev and Petra Markovic. –Nova Science Publishers, Inc., 2012. – Chap. 8. – P. 193–211.
5. Соломонов В. И. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ / В. И. Соломонов, С. Г. Михайлов. – Екатеринбург: Издательство УрО РАН, 2003. – 182 с.
6. Sadowski M. J. Generation and diagnostics of fast electrons within tokamak plasma / M. J. Sadowski // Nukleonika. – 2011. – Vol. 56, № 2. – P. 85–98.
7. Plyusnin V. V. Use of Cherenkov-type detectors for measurements of runaway electrons in the ISTTOK tokamak / V. V. Plyusnin, L. Jakubowski, J. Zebrowski, H. Fernandes, C. Silva, K. Malinowski, P. Duarte, M. Rabinski, M. J. Sadowski // Review of Scientific Instruments. – 2008. – Vol. 79, № 10. – P. 10F505.
8. Jakubowski L. Cherenkov-type diamond detectors for measurements of fast electrons in the TORE-SUPRA tokamak / L. Jakubowski, M. J. Sadowski, J. Zebrowski, M. Rabinski, K. Malinowski, R. Mirowski, Ph. Lotte, J. Gunn, J-Y. Pascal,

- G. Colledani, V. Basiuk, M. Goniche, M. Lipa // Review of Scientific Instruments. – 2010. – Vol. 81, № 1. – P. 013504.
9. Beddar A. S. Plastic scintillation dosimetry and its application to radiotherapy/ A. S. Beddar // Radiation Measurements. – 2006. – Vol. 41. – P. S124–S133.
10. Therriault-Proulx F. On the nature of the light produced within PMMA optical light guides in scintillation fiber-optic dosimetry / F. Therriault-Proulx, L. Beaulieu, L. Archambault, S. Beddar // Physics in Medicine and Biology. – 2013. – Vol. 58, № 7. – P. 2073–2084.
11. Clift M. A. A temporal method of avoiding the Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by pulsed mega-voltage electron and photon beams / M. A. Clift, P. N. Johnston, D. V. Webb // Physics in Medicine and Biology. – 2002. – Vol. 47, № 8. – P. 1421–1433.
12. Lee B. Measurement of therapeutic photon beams-induced Cerenkov radiation generated in PMMA-and PS-based plastic optical fibers / B. Lee, S. H. Shin, W. J. Yoo, K. W. Jang // Optical Review. – 2016. – Vol. 23, № 5. – P. 806–810.
13. Jang K. W. Measurement of Cerenkov radiation induced by the gamma-rays of Co-60 therapy units using wavelength shifting fiber / K. W. Jang, S. H. Shin, S. G. Kim, J. S. Kim, W. J. Yoo, Y. H. Ji, B. Lee // Sensors. – 2014. – Vol. 14, № 4. – P. 7013–7025.
14. Jang K. W. Application of Cerenkov radiation generated in plastic optical fibers for therapeutic photon beam dosimetry / K. W. Jang, T. Yagi, C. H. Pyeon, W. J. Yoo, S. H. Shin, C. Jeong, B. J. Min, D. Shin, T. Misawa, B. Lee // Journal of biomedical optics. – 2013. – Vol. 18, № 2. – P. 027001.
15. Липчак А. И. Люминесценция монокристаллов ZnSe–Mn при комнатной температуре / А. И. Липчак, С. Г. Михайлов, В. И. Соломонов, В. И. Соколов // Оптика и спектроскопия. – 1997. – Т. 83, № 6. – С. 927–932.
16. Михайлов С. Г. Импульсно-периодическая катодолюминесценция минералов / С. Г. Михайлов, В. В. Осипов, В. И. Соломонов // Журнал технической физики. – 1993. – Т. 63, № 2. – С. 52–64.

17. Бехтерев В. В. Люминесценция минералов под действием мощных наносекундных электронных пучков / В. В. Бехтерев, В. В. Осипов, В. И. Соломонов // Геофизика. – 1994, №. 6. – С. 37–46.
18. Месяц Г. А. О возможности уточнения энергетических уровней в твердых телах / Г. А. Месяц, В. И. Соломонов, С. Г. Михайлов, В. В. Осипов // Доклады академии наук. – 1994. – Т. 339, №. 6. – С. 757–760.
19. Соломонов В. И. Особенности импульсной катодолюминесценции HgI_2 / В. И. Соломонов, Б. В. Шульгин, В. В. Осипов, Г. И. Пилипенко, С. Г. Михайлов, И. Ю. Суркова // Письма в Журнал технической физики. – 1995. – Т. 21, №. 10. – С. 29–33.
20. Михайлов С. Г. Импульсная катодолюминесценция алмазов / С. Г. Михайлов, В. И. Соломонов // Оптика и спектроскопия. – 1996. – Т. 80, №. 4. – С. 781–784.
21. Месяц Г. А. Импульсная катодолюминесценция минералов / Г. А. Месяц, С. Г. Михайлов, В. В. Осипов, В. И. Соломонов // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18. – №. 3. – С. 87–90.
22. Соломонов В. И. О механизме возбуждения и структуре полос импульсной катодолюминесценции примесных ионов Cr^{3+} и Mn^{2+} в минералах / В. И. Соломонов, С. Г. Михайлов, А. М. Дейкун // Оптика и спектроскопия. – 1996. – Т. 80, №. 3. – С. 447–458.
23. Соломонов В. И. Кинетика импульсной катодолюминесценции / В. И. Соломонов // Оптика и спектроскопия. – 2003. – Т. 95, №. 2. – С. 266–272.
24. Расулева А. В. Идентификация полос люминесценции иона Nd^{3+} в алюминатах иттрия $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и YAlO_3 / А. В. Расулева В. И. Соломонов // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47, №. 8. – С. 1432–1434.
25. Babich L. P. Luminescence from minerals excited by subnanosecond pulses of runaway electrons generated in an atmospheric-pressure high-voltage discharge in air / L. P. Babich, K. H. Becker, T. V. Loiko // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. – Vol. 37, №. 11. – P. 2261–2264.

26. Lipatov E. I. Pulsed cathodoluminescence of natural and synthetic diamonds excited by nanosecond and subnanosecond electron beams / E. I. Lipatov, V. M. Lisitsyn, V. I. Oleshko, E. F. Polisadova, V. F. Tarasenko, E. H. Baksht – Rijeka, Croatia: InTech, 2012. – P. 51–70.
27. Липатов Е. И. Люминесценция кристаллов под воздействием субнаносекундного электронного пучка / Е. И. Липатов, В. Ф. Тарасенко, В. М. Орловский, С. Б. Алексеев, Д. В. Рыбка // Письма в Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, № 6. – С. 29–33.
28. Липатов Е. И. Люминесценция кристаллов при облучении KrCl-лазером и субнаносекундным электронным пучком / Е. И. Липатов, В. Ф. Тарасенко, В. М. Орловский, С. Б. Алексеев // Квантовая электроника. – 2005. Т. 35, № 8. С. 745–748.
29. Малиновский Е. И. Черенковские спектрометры полного поглощения / Е. И. Малиновский // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185, № 5. – С. 549–552.
30. Clift M. A. Dealing with Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by bremsstrahlung beams / M. A. Clift, R. A. Sutton, D. V. Webb // Physics in Medicine and Biology. – 2000. – Vol. 45, № 5. – P. 1165–1182.
31. Ломаев М. И. Определение спектральной плотности энергии полихроматического излучения в абсолютных единицах / М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка // Приборы и техника эксперимента. – 2006. – № 3. – С. 111–114.
32. Kozyrev A. V. Reconstruction of electron beam energy spectra for vacuum and gas diodes / A. V. Kozyrev, V. Yu. Kozhevnikov, M. S. Vorobyev, E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, N. N. Koval, V. F. Tarasenko // Laser and Particle Beams. –2015. – Vol. 33, № 2. – P. 183–192.
33. Беспалов В. И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 159–165.
34. Королёв Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королёв, Г. А. Месяц. – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. – 224 с.

35. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Научное издание / Ю. П. Райзер. – 3-е изд. перераб. и доп. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. – 736 с.
36. Palmer A. J. A physical model on the initiation of atmospheric-pressure glow discharges / A. J. Palmer // *Applied Physics Letters*. – 1974. – Vol. 25, № 3. – P. 138–140.
37. Месяц Г. А. Время формирования разряда в коротких воздушных промежутках в наносекундном диапазоне времени / Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, А. М. Искольдский // *Журнал технической физики*. – 1968. – Т. 38, № 8. – С. 1281–1287.
38. Осипов В. В. Самостоятельный объемный разряд / В. В. Осипов // *Успехи физических наук*. – 2000. – Т. 170, № 3. – С. 225-245.
39. Noggle R. C. A search for X-rays from helium and air discharge at atmospheric pressure / R. C. Noggle, E. P. Krider, J. R. Wayland // *Journal of Applied Physics*. – 1968. – Vol. 39. – P. 4746-4748.
40. Тарасова Л. В. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе / Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова // *ЖТФ*. 1969. – Т. 39, вып. 8. – С. 1530–1533.
41. Тарасенко В. Ф. Убегающие электроны и генерация мощных субнаносекундных пучков электронов в плотных газах / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко // *Труды ИОФАН*. – 2007. – Т. 63. – С. 7–63.
42. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / под ред. В.Ф. Тарасенко. – Томск: Scientific & Technical Translations, 2015. – 568 с.
43. Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // *Журнал технической физики*. – 1972. – Т. 42, вып. 8. – С. 1669–1673.
44. Runaway electrons preionized diffuse discharges / Edited by V.F. Tarasenko. – Nova Science Publishers Inc., 2014. – 580 p.

45. Shklyayev V. A. On the dynamics of a subnanosecond breakdown in nitrogen below atmospheric pressures / V. A. Shklyayev, Baksht E. K., S. Y. Belomyttsev, A. G. Burachenko, A. A. Grishkov, V. F. Tarasenko // Journal of Applied Physics. – 2015. – Vol. 118, № 21. – P. 213301.
46. Тарасенко В. Ф. Формирование пучка электронов и объемного разряда в воздухе при атмосферном давлении / В. Ф. Тарасенко, В. М. Орловский, С. А. Шунайлов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2003. – Т. 46, № 3. – С. 94–95.
47. Тарасова Л. В. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов в газах при давлениях 0.1–760 Торр / Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44, вып. 3. – С. 564–568.
48. Бабич Л. П. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман // Успехи физических наук. – 1990. – Т. 160, № 7. – С. 49–82.
49. Тарасенко В. Ф. Получение мощных электронных пучков в плотных газах / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, В. М. Орловский, А. Н. Ткачев, С. А. Шунайлов // Письма в Журнал экспериментальной и технической физики. – 2003. – Т. 77, № 11. – С. 737–742.
50. Тарасенко В. Ф. Субнаносекундные пучки электронов, сформированные в газовом диоде / В. Ф. Тарасенко, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин, В. М. Орловский, С. Б. Алексеев // Письма в Журнал технической физики. – 2003. – Т. 29, № 21. – С. 1–6.
51. Алексеев С. Б. Пучок электронов, сформированный в газонаполненном диоде при атмосферном давлении воздуха и азота / С. Б. Алексеев, В. М. Орловский, В. Ф. Тарасенко // Письма в Журнал технической физики. – 2003. – Т. 29, № 10. – С. 29–35.
52. Алексеев С. Б. Новый способ формирования сильноточных электронных

- пучков субнаносекундной длительности / С. Б. Алексеев, В. П. Губанов, В. М. Орловский, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко // Доклады академии наук. – 2004. – Т. 398, № 5. – С. 611–614.
53. Tarasenko V. F. Supershort electron beam from air filled diode at atmospheric pressure / V. F. Tarasenko, S. A. Shunailov, V. G. Shpak, I. D. Kostyrya // Laser and Particle Beams. – 2005. – Vol. 23, № 4. – P. 545–551.
54. Тарасенко В. Ф. О формировании объемных наносекундных разрядов, субнаносекундных пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в газах повышенного давления / В. Ф. Тарасенко, И. Д. Костыря // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2005. – Т. 48, № 12. – С. 40–51.
55. Tarasenko V. F. On formation of subnanosecond electron beams in air under atmospheric pressure / V. F. Tarasenko, V. S. Skakun, I. D. Kostyrya, S. B. Alekseev, V. M. Orlovskii // Laser and Particle Beams. – 2004. – Vol. 22, № 1. – P. 75–82.
56. Tarasenko V. F. High-power subnanosecond beams of runaway electrons generated in dense gases / V. F. Tarasenko, S. I. Yakovlenko // Physica Scripta. – 2005. – Vol. 72, № 1. – P. 41–67.
57. Tarasenko V. F. High-power subnanosecond beams of runaway electrons and volume discharge formation in gases at atmospheric pressure / V. F. Tarasenko, S. I. Yakovlenko // Plasma devices and operations. – 2005. – Vol. 13, № 4. – P. 231–279.
58. Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Формирование субнаносекундных электронных пучков и объемных разрядов без предыонизации в плотных газах // Газовые и плазменные лазеры / Отв. ред. С.И. Яковленко. Сер. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы». Гл. ред. В.Е. Фортов. Сер. Б. Т. 11, № 4. М.: Физматлит, 2005. С. 330–352.
59. Tarasenko V. F. Generation of supershort avalanche electron beams and formation of diffuse discharges in different gases at high pressure / V. F. Tarasenko, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, I. D. Kostyrya, M. I. Lomaev, D. V. Rybka // Plasma Devices and Operation. – 2008. – Vol. 16, № 4. – P. 267–298.

60. Тарасенко В. Ф. Генерация и измерение субнаносекундных пучков электронов в газонаполненных диодах / В. Ф. Тарасенко, Д. В. Рыбка, Е. Х. Бакшт, И. Д. Костыря, М. И. Ломаев // Приборы и техника эксперимента. – 2008. – № 2. – С. 62–68.
61. Бабич Л. П., Лойко Т. В. Особенности регистрации импульсов убегающих электронов высоких энергий и рентгеновского излучения, генерируемых высоковольтными наносекундными разрядами в атмосфере / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36, № 3. – С. 287–294.
62. Костыря И. Д. Амплитуда и длительность импульса тока сверхкороткого лавинного электронного пучка при разряде в воздухе атмосферного давления. / И. Д. Костыря, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Приборы и техника эксперимента. – 2012. – №1. – С. 80–85.
63. Yatom S. X-ray diagnostics of runaway electrons generated during nanosecond discharge in gas at elevated pressures / S. Yatom, D. Levko, J. Z. Gleizer, V. Vekselman, Y. E. Krasik // Applied Physics Letters. – 2012. – Vol. 100, № 2. – P. 024101.
64. Бакшт Е. Х. Излучение димеров ксенона, криптона и аргона в послесвечении объемного наносекундного разряда при повышенных давлениях / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Письма в Журнал технической физики. – 2006. – Т. 32, № 19. – С. 52–57.
65. Бакшт Е. Х. Излучение плазмы объемного наносекундного разряда в ксеноне, криптоне и аргоне при повышенном давлении / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36, № 6. – С. 576–580.
66. Ломаев М. И. Мощный короткоимпульсный источник спонтанного излучения на димерах ксенона / М. И. Ломаев, Г. А. Месяц, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 6. – С. 595–596.
67. Shao T. Diffuse discharge, runaway electron, and x-ray in atmospheric pressure air in an inhomogeneous electrical field in repetitive pulsed modes / T. Shao, C. Zhang,

- Z. Niu, P. Yan, V. F. Tarasenko, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, Y. V. Shut'ko // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98, №. 2. – P. 021503.
68. Shao T. Runaway electron preionized diffuse discharges in atmospheric pressure air with a point-to-plane gap in repetitive pulsed mode / T. Shao, C. Zhang, Z. Niu, P. Yan, V. F. Tarasenko, E. K. Baksht, I. D. Kostyrya, Y. V. Shut'ko // *Journal of applied physics*. – 2011. – Vol. 109, №. 8. – P. 083306.
69. Shao T. Repetitive nanosecond-pulse discharge in a highly nonuniform electric field in atmospheric air: X-ray emission and runaway electron generation / T. Shao, V. F. Tarasenko, C. Zhang, E. K. Baksht, P. Yan, Y. V. Shut'ko // *Laser and Particle Beams*. – 2012. – Vol. 30, №. 3. – P. 369–378.
70. Shao T. Diffuse discharge produced by repetitive nanosecond pulses in open air, nitrogen, and helium / T. Shao, V. F. Tarasenko, C. Zhang, E. K. Baksht, D. Zhang, M. V. Erofeev, C. Ren, Y. V. Shut'ko, P. Yan // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 113, №. 9. – P. 093301.
71. Ерофеев М. В. Генерация убегающих электронов в неоднородном электрическом поле при наносекундных импульсах напряжения и частотах 100-1000 Hz / М. В. Ерофеев, Е. Х. Бакшт, В. Ф. Тарасенко, Ю. В. Шутько // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83, №. 2. – С. 52–58.
72. Бакшт Е. Х. Генерация сверхкороткого лавинного электронного пучка и рентгеновского излучения в импульсно-периодическом режиме / Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. В. Ерофеев, В. Ф. Тарасенко // *Физика плазмы*. – 2014. – Т. 40, №. 5. – С. 480–488.
73. Беспалов В. И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом / В. И. Беспалов – Томск: Томский политехнический университет, 2008. – 368 с.
74. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика / К. Н. Мухин – М.: Энергоатомиздат, 1993. – Т. 1. – 376 с.
75. Бекман И. Н. Ядерная физика. Курс лекций / И. Н. Бекман – М.: МГУ, 2010. – 511 с.

76. Таращан А. Н. Люминесценция минералов / А. Н. Таращан. – Киев: Наукова думка, 1978. – 296 с.
77. Люминесцентный анализ / под ред. М. А. Константиновой-Шлезингер – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961. – 400 с.
78. Бабушкин А. А. Методы спектрального анализа: Учебное пособие. / А. А. Бабушкин, П. А. Бажулин, Ф. А. Королев. – М.: МГУ, 1962. – 510 с.
79. Ramseyer K. Factors influencing short-lived blue cathodoluminescence of alpha-quartz / K. Ramseyer, J. Mullis // American Mineralogist. – 1990. – Vol. 75, № 7-8. – P. 791–800.
80. Богданкевич О. В. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком / О. В. Богданкевич // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 12. – С. 1113–1136.
81. Богданкевич О. В. Полупроводниковые лазеры / О. В. Богданкевич, С. А. Дарзбек, П. Г. Елисеев. – Москва: Наука, 1975. – 416 с.
82. Парфианович И. А. Люминесценция кристаллов / И. А. Парфианович, В. Н. Саломатов. – Иркутск: Издательство Иркутского университета, 1988. – 248 с.
83. Галкин Г. Н. Междузонные процессы рекомбинации в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения / Г. Н. Галкин // Труды ФИАН. – 1981. – Т. 128. – С. 3–64.
84. Вайсбурд Д. И. Высокоэнергетическая электроника твердого тела / Д. И. Вайсбурд, Б. Н. Семин, Э. Г. Таванов. – Новосибирск: Наука, 1982. – 228 с.
85. Ашкрофт Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. – Москва: Мир, 1979. – Т. 1. – 400 с.
86. Ашкрофт Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. – Москва: Мир, 1979. – Т. 2. – 422 с.
87. Черенков А. П. Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ - радиации / А. П. Черенков // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 451.

88. Вавилов С. И. О возможных причинах синего γ -свечения жидкостей / С. И. Вавилов // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 457.
89. Тамм И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде / И. Е. Тамм, И. М. Франк // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14, №3. – С. 107.
90. Ландау Л. Д. Теоретическая физика. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва: Наука, 1982. – Т. 8. – 620 с.
91. Айриян А. С. Быстрые алгоритмы оценки параметров колец черенковского излучения в детекторах типа RICH / А. С. Айриян, С. А. Багинян, Г. А. Ососков, К. Хёне // Вестник Тверского государственного университета. Серия: Прикладная математика. – 2007. – № 6. – С. 15–28.
92. Ghanbari M. R. Controlling the diffusion of runaway electrons by safety factor changes in IR-T1 tokamak / M. R. Ghanbari, M. Ghoranneviss, A. S. Elahi, S. Mohammadi, R. Arvin // Journal of Fusion Energy. – 2016. – Vol. 35, № 2. – P. 180–186.
93. Pourshahab B. Temporal and spatial evolution of runaway electrons at the instability moments in Damavand tokamak / B. Pourshahab, M. R. Abdi, A. Sadighzadeh, C. Rasouli // Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23, № 7. – P. 072501.
94. Popovic Z. On the measurement of the threshold electric field for runaway electron generation in the Frascati Tokamak Upgrade / Z. Popovic, B. Esposito, J. R. Martín-Solís, W. Bin, P. Buratti, D. Carnevale, F. Causa, M. Gospodarczyk, D. Marocco, G. Ramogida, M. Riva // Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23, № 12. – P. 122501.
95. Зрелов В. П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий / В. П. Зрелов. – М.: Атомиздат, 1968. – Т. 2. – 302 с.
96. Kostyrya I. D. The accelerator of supershort avalanche electron beam SAEB-150 / I. D. Kostyrya, V. F. Tarasenko, D. V. Schitz. // Instruments and Experimental Techniques. – 2008. – № 4. – P. 106–107.
97. Zhang C. Effect of cathode materials on the generation of runaway electron beams and X-rays in atmospheric pressure air / C. Zhang, V. F. Tarasenko, T. Shao,

E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, P. Yan, I. D. Kostyrya // *Laser and Particle Beams*. – 2013. – Vol. 31, № 2. – P. 353–364.

98. Костыря И. Д. Эффективный катод для генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка в воздухе атмосферного давления / И. Д. Костыря, Е. Х. Бакшт, В. Ф. Тарасенко // *Приборы и техника эксперимента*. – 2010. – № 4. – С. 84–87.

99. Baksht E. Kh. A collector assembly for measuring a subnanosecond-duration electron beam current / E. Kh. Baksht, E. V. Balzovskii, A. I. Klimov, I. K. Kurkan, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, V. F. Tarasenko // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2007. – Vol. 50, № 6. – P. 811–814.

100. Тарасенко В. Ф. Эффективные режимы генерации пучков убегающих электронов в гелии, водороде и азоте / В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. И. Ломаев, Д. А. Сорокин, Ю. В. Шутько // *Письма в Журнал технической физики*. – 2010. – Т. 36, № 8. – С. 60–67.

101. Lomaev M. I. Excilamps and their applications / M. I. Lomaev, E. A. Sosnin, V. F. Tarasenko // *Chemical Engineering Technology*. – 2016. – Vol. 39, № 1. – P. 39–50.

102. Ломаев М. И. Эксциламп – эффективные источники спонтанного УФ-и ВУФ-излучения / М. И. Ломаев, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, Д. В. Шитц, М. В. Ерофеев. // *Успехи физических наук*. – 2003. – Т. 173, № 2. – С. 201–217.

103. Бойченко А. М. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксциламп: физика, техника и применения / А. М. Бойченко, М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, М. И. Ломаев. – Томск: Scientific & Technical Translations, 2011. – 512 с.

104. Aida H. Growth of β -Ga₂O₃ single crystals by the edge-defined, film fed growth method / H. Aida, K. Nishiguchi, H. Takeda, N. Aota, K. Sunakawa, Y. Yaguchi // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2008. – Vol. 47, № 11R. – P. 8506–8509.

105. Yoshioka S. Structures and energetics of Ga_2O_3 polymorphs / S. Yoshioka, H. Hayashi, A. Kuwabara, F. Oba, K. Matsunaga, I. Tanaka // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 19, № 34. – P. 346211.
106. Galazka Z. On the bulk $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ single crystals grown by the Czochralski method / Z. Galazka, K. Irmischer, R. Uecker, R. Bertram, M. Pietsch, A. Kwasniewski, M. Naumann, T. Schulz, R. Schewski, D. Klimm, M. Bickermann // Journal of Crystal Growth. – 2014. – Vol. 404. – P. 184-191.
107. Kuramata A. High-quality $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ single crystals grown by edge-defined film-fed growth / A. Kuramata, K. Koshi, S. Watanabe, Y. Yamaoka, T. Masui, S. Yamakoshi // Japanese Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 55, № 12. – P. 1202A2.
108. Onuma T. Correlation between blue luminescence intensity and resistivity in $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ single crystals / T. Onuma, S. Fujioka, T. Yamaguchi, M. Higashiwaki, K. Sasaki, T. Masui, T. Honda // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103, № 4. – P. 041910.
109. Refractive index database [Электронный ресурс]. URL: <https://refractiveindex.info>. (дата обращения 30.04.2018).
110. Электростекло [Электронный ресурс]. URL: <http://www.elektrosteklo.ru> (дата обращения 30.04.2018).
111. Опто-технологическая лаборатория [Электронный ресурс]. URL: https://optotl.ru/materials/crystals_glass_reference_information. (дата обращения 30.04.2018)
112. Загулов Ф. Я. Радан – малогабаритные сильноточные ускорители электронов импульсно-периодического действия / Ф. Я. Загулов, А. С. Котов, В. Г. Шпак, Я. Я. Юрике, М. И. Яландин // Приборы и техника эксперимента. – 1989. – № 2. – С. 146–149.
113. Efanov V. M. Ultra-Wideband, Short pulse electromagnetics 9 / V. M. Efanov, M. V. Efanov, A. V. Komashko, A. V. Kirilenko, P. M. Yarin, S. V. Zazoulin. – Springer: New York, 2010. – P. 301–305.

114. Сорокин Д. А. Малогабаритная установка на основе газового диода для исследования спектров катодолюминесценции / Д. А. Сорокин, А. Г. Бураченко, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев // Приборы и техника эксперимента. – 2018. – № 2. – С. 102–107.
115. Бакшт Е. Х. Излучение плазмы объемного наносекундного разряда в ксеноне, криптоне и аргоне при повышенном давлении / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36, № 6. – С. 576–580.
116. Tarasenko V. F. Modes of generation of runaway electron beams in He, H₂, Ne and N₂ at a pressure of 1-760 Torr / V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, I. D. Kostyrya, M. I. Lomaev, D. A. Sorokin // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2010. – Vol. 38, № 10. – P. 2583–2587.
117. Бураченко А. Г. Вклад катодолюминесценции и фотолюминесценции в сигналы с алмазных детекторов пучков убегающих электронов / А. Г. Бураченко, Д. В. Белоплов, Д. А. Сорокин, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Е. И. Липатов // Прикладная физика. – 2017. – № 3. – С. 5–10.
118. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия / Р. А. Сапожников. – М.: Энергия, 1977. – 264 с.
119. Альбикиов З. А. Детекторы импульсного ионизирующего излучения / З. А. Альбикиов, А. И. Веретенников, О. В. Козлов. – М.: Атомиздат, 1978. – 176 с.
120. Строганова Е. А. Органическая химия. Ч. 2. Методы выделения, очистки и идентификации органических соединений: практикум. / Е. А. Строганова, И. Н. Паршина, М. А. Киекпаев, П. А. Пономарева. – Оренбург: ОГУ, 2013. – 126 с.
121. Eksma optics [Электронный ресурс]. URL: <http://eksmaoptics.com/optical-components/uv-and-ir-optics/calcium-fluoride-caf2-windows/> (дата обращения 01.06.2018)
122. Tarasenko V. F. Luminescence of polymethyl methacrylate excited by a runaway electron beam and by a KrCl excilamp / V. F. Tarasenko, E. K. Baksht,

A. G. Burachenko, D. V. Beloplotov, A. V. Kozyrev // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45, № 1. – P. 76–84.

123. Бакшт Е. Х. Излучение полиметилметакрилата при облучении пучком убегающих электронов с субнаносекундной длительностью импульса / Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, Д. В. Белоplotов, В. Ф. Тарасенко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – Т. 59, № 4. – С. 15–19.

124. Тарасенко В. Ф. Свечение полиметилметакрилата под воздействием пучков убегающих электронов, формируемых в газовом диоде / В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, Д. В. Белоplotов, А. В. Козырев // Доклады Академии наук. – 2016. – Т. 471, № 2. – С. 150–153.

125. Олешко В. И. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительностей / В. И. Олешко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, В. Ф. Тарасенко // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 271–276.

126. Рубцов М. А. Органическое стекло для детекторов черенковских счетчиков / М. А. Рубцов, М. И. Фролова, В. С. Чукин // Приборы и техника эксперимента. – 1969. – № 4. – С. 59–60.

127. Sorokin D. A. Luminescence of crystals excited by a runaway electron beam and by excilamp radiation with a peak wavelength of 222nm / D. A. Sorokin, A. G. Burachenko, D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, E. I. Lipatov, M. I. Lomaev // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol. 122. – P. 154902.

128. Бураченко А. Г. Излучение кристаллов, облучаемых пучком убегающих электронов / А. Г. Бураченко, В. Ф. Тарасенко, Д. В. Белоplotов, Е. Х. Бакшт // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 66–69.

129. Вальковский Г. А. Исследование структуры и люминесцентных свойств сверхрешеток $\text{CdF}_2\text{-CaF}_2$ на Si (111) / Г. А. Вальковский, М. В. Дурнев, М. В. Заморянская, С. Г. Конников, А. В. Крупин, А. В. Мороз, М. А. Яговкина // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55, № 7. – С. 1396–1402.

130. Горобец Б. С. Спектры люминесценции минералов: Справочник / Б. С. Горобец, А. А. Рогожин. – М.: Издательство ВИМС, 2001. – 294 с.
131. Lipatov E. I. Comparison of luminescence spectra of natural spodumene under KrCl laser and e-beam excitation / E. I. Lipatov, V. M. Orlovskii, V. F. Tarasenko, V. I. Solomonov // Journal of luminescence. – 2007. – Vol. 126, № 2. – P. 817–821.
132. Cleri F. On the electrical activity of sp_2 -bonded grain boundaries in nanocrystalline diamond / F. Cleri, P. Keblinski, L. Colombo, D. Wolf, S. R. Phillpot // Europhysics letters. – 1999. – Vol. 46, № 5. – P. 671–677.
133. Липатов Е. И. Спектрально–кинетические характеристики импульсной катодолюминесценции природного алмаза 2а типа / Е. И. Липатов, В. М. Лисицын, В. И. Олешко, В. Ф. Тарасенко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2007. – Т. 50, № 1. – С. 53–57.
134. Takeuchi D. Origin of band-A emission in diamond thin films / D. Takeuchi, H. Watanabe, S. Yamanaka, H. Okushi, H. Sawada, H. Ichinose, T. Sekiguchi, K. Kajimura // Physical review B. – 2001. – Vol. 63, № 24. – P. 245328.
135. Васильев Е. А. Тушение люминесценции N3 центра примесью азота в природном алмазе / Е. А. Васильев, В. И. Иванов-Омский, Б. С. Помазанский, И. Н. Богущ // Письма в Журнал технической физики. – 2004. – Т. 30, №. 19. – С. 7–11.
136. Zaitsev A. M. Optical properties of diamond: A data handbook. / A. M. Zaitsev. – Berlin: Springer, 2001. – 502 p.
137. Бураченко А. Г. Люминесценция кристаллов Ga_2O_3 при возбуждении пучком убегających электронов / А. Г. Бураченко, Д. В. Белоплов, И. А. Прудаев, Д. А. Сорокин, В. Ф. Тарасенко, О. П. Толбанов // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 123, № 6. – С. 861–865.
138. Photomultiplier tubes. Basics and applications (Edition 3 a) [Электронный ресурс] / Hamamatsu Photonics К. К., 2007. – URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf (дата обращения 01.06.2018)