

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им. П.Н.Лебедева

Российской академии наук

На правах рукописи

Родионов Андрей Александрович

ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МЕГАВОЛЬТНОМ  
АТМОСФЕРНОМ РАЗРЯДЕ

Специальность 1.3.6 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Огинов Александр Владимирович

Москва - 2023

## Оглавление

<b>Введение.....</b>	<b>5</b>
Актуальность темы исследования.....	5
Цель работы и задачи исследований.....	6
Методы исследований.....	7
Научная новизна работы.....	7
Научная и практическая значимость работы.....	8
Положения, выносимые на защиту.....	9
Личный вклад автора.....	10
Достоверность и обоснованность результатов.....	10
Апробация работы и публикации.....	10
Структура работы.....	16
<b>Глава 1. Состояние проблемы, постановка задачи.....</b>	<b>19</b>
1.1. Физика пробоя газовых промежутков .....	19
1.1.1. Пробой размножением лавин.....	19
1.1.2. Пробой распространением стримеров .....	21
1.1.3. Пробой на убегающих электронах .....	22
1.1.4. Пробой в диффузно-канальном режиме .....	23
1.2. Физика пробоя длинных атмосферных промежутков .....	24
1.3. Рентгеновское излучение атмосферного мегавольтного разряда .....	25
1.3.1. Анизотропия рентгеновского излучения.....	26
1.3.2. Связь параметров рентгеновского излучения атмосферного мегавольтного разряда с его иными параметрами .....	27
1.4. Заключение к обзору литературы. Постановка задачи .....	29
1.4.1. Цель и задачи работы.....	30
<b>Глава 2. Техника и методика эксперимента .....</b>	<b>31</b>
2.1. Описание установки ЭРГ .....	31
2.1.1. Форма электродов (разрядный промежуток ГИН) .....	34
2.1.2. Влияние геометрии установки на распределение полей в разрядном промежутке ГИН .....	35
2.2. Основные электрофизические диагностики ЭРГ .....	37
2.2.1. Активный делитель напряжения .....	37
2.2.2. Пояса Роговского .....	38
2.2.3. Токовый шунт: осевой .....	38

2.2.4. Токовый шунт: обратного токопровода .....	39
2.2.5. Емкостной делитель .....	40
2.2.6. Магнитные зонды .....	40
2.3. Оптические диагностики.....	41
2.4. Система сцинтилляционных детекторов .....	42
2.5. Заключение к главе 2.....	45
2.6. Положение, выносимое на защиту по итогам главы 2.. .....	45
<b>Глава 3. Анизотропия рентгеновского излучения в мегавольтном атмосферном разряде.....</b>	<b>46</b>
3.1. Экспериментальная установка для измерения угловой анизотропии рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного разряда .....	47
3.2. Теоретические оценки параметров тормозного излучения высоковольтного разряда в воздухе. ....	50
3.3. Измерение угловых распределений тормозного излучения высоковольтного атмосферного разряда.....	60
3.3.1. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 20 кэВ.....	60
3.3.2. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 100 кэВ.....	66
3.3.3. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 300 кэВ.....	69
3.4. Заключение к главе 3.....	72
3.5. Положение, выносимое на защиту по итогам главы 3.. .....	73
<b>Глава 4. Пространственные области генерации жесткого рентгеновского излучения в атмосферном разряде .....</b>	<b>74</b>
4.1. Описание диагностики токов и напряжений экспериментальной установки .....	77
4.2. Детекторы рентгеновского излучения и их экспериментальная конфигурация .....	78
4.3. Фильтры излучения и оценки энергии квантов излучения .....	80
4.4. Экспериментальная статистика и результаты анализа полученных данных .....	80
4.5. Заключение к главе 4.....	93
4.6. Положение, выносимое на защиту по итогам главы 4. ....	94

<b>Глава 5. Временные параметры рентгеновского излучения, испускаемого из областей анода и катода мегавольтного атмосферного разряда .....</b>	<b>95</b>
5.1 Связь временных характеристик электрофизических параметров разряда и свойств его рентгеновского излучения .....	95
5.2 Зависимость интенсивности рентгеновского излучения разряда от времени, разрешенная по координате вдоль оси разряда .....	100
5.3 Заключение к главе 5 .....	103
5.4 Защищаемые положения по итогам главы 5 .....	104
<b>Заключение .....</b>	<b>105</b>
<b>Благодарности.....</b>	<b>107</b>
<b>Литература.....</b>	<b>110</b>
<b>Приложение .....</b>	<b>117</b>
1. Рентгеновский аппарат серии «РИНА» .....	117
2. Общее устройство прибора и принцип действия .....	117
3. Высоковольтная часть прибора .....	118
4. Рентгеновская трубка.....	121
5. Паспортные данные прибора РИНА-1Д .....	124
6. Паспортные данные трубки ИМА 6-100Д.....	124
7. Отмеченные особенности прибора и выводы о его применимости для задачи проведения калибровки системы сцинтилляционных детекторов. ....	126
8. Калибровка детектирующей системы рентгеновским аппаратом «РИНА». ..	127
9. Литература, использованная в приложении.....	143



## **Введение**

Работа посвящена изучению энергетических, временных и пространственных характеристик рентгеновского излучения, испускаемого мегавольтным атмосферным разрядом в лабораторных условиях.

### **Актуальность темы исследования**

Физические механизмы газового разряда в атмосферном воздухе, возникающего при пробое достаточно длинных (несколько десятков сантиметров и более) разрядных промежутков в настоящее время активно изучаются. Действительно, эти исследования представляют значительный научный интерес с точки зрения фундаментальных исследований, поскольку, с одной стороны, механизмы разрядов этого типа в настоящее время мало изучены, с другой – потому, что эти разряды являются перспективной лабораторной моделью для исследования физических процессов в натуральных молниях, природа, многих из которых до сих пор остается неизвестной. Такие исследования имеют и важное практическое значение - они необходимы для разработки новых мощных высокоэффективных систем питания и передачи электроэнергии на расстояния, разработки молниезащитных систем, создания новых ускорительных устройств и их ключевых коммутационных разрядных узлов, приборов (в т.ч. вакуумных) для генерации рентгеновского и гамма излучения, высокочастотного (ВЧ) и сверхвысокочастотного (СВЧ) излучений, получения сильных электромагнитных полей и др.

Важнейшим процессом, сопровождающим мегавольтный атмосферный разряд, является рентгеновское излучение (РИ). Наиболее очевидным механизмом его генерации является тормозное излучение (ТИ) быстрых электронов, которые возникают в разрядном промежутке при приложении напряжения амплитудой ~1 МВ. С точки зрения диагностики механизмов разряда ТИ обладает двумя важнейшими преимуществами. Во-первых, максимальная энергия его кванта равна максимальной начальной энергии испускающих его электронов, а угловой раствор

ТИ прямо связан с их энергией, что позволяет по энергии квантов и угловому распределению интенсивности ТИ оценить энергию испускающих его электронов. Во-вторых, характерные времена испускания ТИ чрезвычайно малы (составляют по порядку величины времена, соответствующие периоду электромагнитной волны), что обеспечивает высокое временное разрешение таких измерений. Помимо ТИ, в генерации РИ газового разряда участвуют и другие процессы, в частности – характеристическое излучение при переходах между глубокими уровнями атомов и др. В целом, точные механизмы генерации РИ в газовых разрядах с большим межэлектродным расстоянием (несколько десятков сантиметров и более) в настоящее время малоизучены, и их изучение позволит выяснить новую информацию о физике газового разряда в длинном промежутке.

Как уже отмечено, параметры ТИ позволяют оценить характеристики электронов в разряде. Одновременно с этим, представляет значительный интерес поиск и изучение РИ других видов, так как механизм их генерации напрямую связан с особенностями механизма разряда. Вероятность генерации ТИ в материале анода превышает таковую в газовом промежутке приблизительно на 4 порядка. Учитывая этот факт, можно ожидать, что ТИ испускается преимущественно из прианодной области. Таким образом, для определения вклада ТИ в общее РИ разряда, а также для поиска РИ других типов необходимо измерить и сопоставить между собой распределение интенсивностей РИ из различных областей мегавольтного протяженного атмосферного (прианодной, прикатодной и межэлектродной). До настоящего момента таких исследований не проводилось.

### **Цель работы и задачи исследований**

Целью настоящей работы является установление энергетических характеристик и местоположения источников РИ в лабораторном атмосферном разряде метрового пространственного масштаба при приложенном напряжении на уровне 1 МВ. Для достижения цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработать комплекс сцинтилляционной диагностики с использованием свинцовых коллиматоров, сцинтилляционных детекторов и фильтров ступенчатого ослабления, позволяющий измерять угловое, пространственное и временное

распределения интенсивности РИ мегавольтного атмосферного разряда с возможностью оценки энергии испускаемых квантов.

2. Исследовать угловое (по отношению к оси разряда) распределение интенсивности РИ лабораторного атмосферного разряда.

3. Определить зависимости интенсивности РИ от координаты вдоль оси разряда и оценить характерные энергии квантов излучения.

4. Определить связь энергетических и пространственных параметров источников излучения с зависимостями электрофизических параметров разряда от времени.

### **Методы исследований.**

При исследовании пространственных параметров рентгеновского излучения применялся метод времяразрешенного многоканального сцинтилляционного детектирования. Измерения энергетических характеристик рентгеновского излучения производились с помощью фильтров ступенчатого ослабления.

### **Научная новизна работы**

1. Впервые с угловым разрешением  $10^\circ$  исследованы анизотропные свойства рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного лабораторного разряда, а также их связь с его энергетическими характеристиками. Установлено, что рентгеновское излучение обладает многолепестковой диаграммой направленности. Обнаружено рентгеновское излучение двух типов – с широким ( $40^\circ$ - $150^\circ$ ) и узким ( $10^\circ$ ) угловым раствором. Излучение с широким угловым раствором характеризуется энергией квантов менее 300 кэВ, с узким – более 300 кэВ.

2. Впервые с пространственным разрешением 12 см измерено распределение интенсивности рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного лабораторного разряда, испускаемое из различных областей разряда – прианодной, прикатодной и межэлектродной. Установлено, что наиболее интенсивное рентгеновское излучение испускается из области анода в момент, когда

приложенное к разрядному промежутку напряжение достигает максимума. Зарегистрированные характеристики излучения из прианодной области подтверждают его тормозную природу.

3. Впервые обнаружен источник рентгеновского излучения, расположенный в прикатодной области. Интенсивность этого излучения превышает таковую для рентгеновского излучения из газового промежутка. Испускание излучения из области катода начинается на  $\sim 140$  нс позже начала испускания излучения из области анода. Механизм излучения пока неизвестен и требует дополнительных исследований.

### **Научная и практическая значимость работы**

Состоит в том, что в рамках проведенных исследований впервые определены пространственно-временные характеристики рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного лабораторного разряда. На основе этих данных возможно определение параметров электронов в разряде – их энергий, направления движения, а также временной эволюции этих параметров на различных стадиях разряда.

Значимый с точки зрения науки результат состоит также в обнаружении нового источника рентгеновского излучения, локализованного в области катода. Интенсивность излучения, испускаемого этим источником, превышает таковую для рентгеновского излучения из области анода. Источник рентгеновского излучения возникает уже после достижения приложенным напряжением своего максимального значения и наблюдается в момент спада напряжения. Выяснение причин возникновения этого излучения представляет собой важную и актуальную задачу для дальнейших исследований.

## Положения, выносимые на защиту

1. Рентгеновское излучение атмосферного разряда с межэлектродным расстоянием порядка 1 м при максимальном приложенном напряжении  $\sim 1$  МВ и временем его нарастания  $\sim 200$  нс обладает наибольшей интенсивностью в конфигурации электродов «обратно-конический катод с остриём – сетчатый анод».
2. Генерируемое рентгеновское излучение является анизотропным и содержит две составляющие - мягкую с энергией квантов  $\hbar\omega \lesssim 300$  кэВ, распространяющуюся в угловом растворе от  $40^\circ$  до  $150^\circ$  в плоскости, параллельной оси разряда, и жесткую с энергией квантов  $\hbar\omega \gtrsim 300$  кэВ, распространяющуюся в угловом растворе  $10^\circ$  или менее в той же плоскости.
3. Наиболее интенсивное рентгеновское излучение испускается из прианодной области в момент достижения приложенным напряжением максимального значения, причем максимумы интенсивности импульсов возникают одновременно с точностью  $\sim 10$  нс с экстремумами временной зависимости производной напряжения  $dU/dt$  на разрядном промежутке от времени.
4. Рентгеновское излучение мегавольтного атмосферного лабораторного разряда из прикатодной области состоит, главным образом, из квантов с энергией  $\hbar\omega > 100$  кэВ и возникает во время спада напряжения на разрядном промежутке через  $\sim 140$  нс после начала излучения из прианодной области.
5. Появление максимумов интенсивности рентгеновского излучения из прианодной области, возникающих одновременно со сверхвысокочастотными осцилляциями тока длительностью не более  $\sim 1$  нс совпадает с экстремумами зависимости производной напряжения  $dU/dt$  на разрядном промежутке от времени. Один экстремум зависимости производной напряжения от времени соответствует серии импульсов рентгеновского излучения.

## **Личный вклад автора**

Результаты диссертации получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал непосредственное участие в выборе объектов исследования, постановке задач, разработке диагностик и обсуждении полученных результатов. Сборка и наладка экспериментальной установки, все измерения и обработка полученных данных в диссертационной работе выполнены лично автором.

**Достоверность и обоснованность результатов**, полученных в диссертационной работе, подтверждена многократным их воспроизведением во многих экспериментах с использованием современного оборудования и современных методов статистической обработки результатов измерений.

## **Апробация работы и публикации**

Результаты работы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных научных конференциях: XLII, XLIV, XLV и XLVI Международных звенигородских конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, Россия (2015, 2017, 2018 и 2019 г.), XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Kabardino-Balkarian State University, Elbrus, Russia, 2015, the Fifth MIPT – UEC – LPI International Workshop on Atomic, Molecular and Optical Physics, Moscow, 2018, II юбилейной всероссийской конференции «Импульсная сильноточная вакуумная и полупроводниковая электроника ИСВПЭ-2016» (2016 г., Москва, Россия), на конференции ИСВПЭ-2017 (2017 г., Москва, Россия), Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике БПИО-2019, БПИО-2020, БПИО-2021 и БПИО-2022, г. Москва, Россия (2019, 2020, 2021 и 2022 г.).

По материалам докладов на всероссийских и международных конференциях подготовлено 13 публикаций (см. Труды конференций [1-13]). Основные результаты работы опубликованы в виде 6 статей в рецензируемых научных

журналах из перечня ВАК, индексируемых в системе Web of Science (см. Публикации в журналах [1-6]) и в виде глав в 2 коллективных монографиях (см. Главы в монографиях).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-79-30086 «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике».

### **Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

**Публикации в журналах из перечня ВАК, индексируемых в системах *Web of Science* и *Scopus*:**

1. Agafonov A. V., Bogachenkov V. A., Chubenko A. P., Oginov A. V., Rodionov A. A., Rusetskiy A. S., Ryabov V. A., Shepetov A. L. and Shpakov K. V., Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – Т. 50. – №. 16. – С. 165202.

2. Родионов А. А., Огинов А. В., Шпаков К. В. Сцинтилляционные детекторы повышенной чувствительности и временного разрешения на основе ФЭУ для исследования измерений в условиях сильных электромагнитных помех //Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 463-467.

3. Agafonov A.V., Oginov A.V., Rodionov A.A., Ryabov V.A. and Shpakov K.V., Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge //Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – Т. 28. – №. 9. – С. 095014.

4. Родионов А. А., Агафонов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байдин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В., Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232.

5. Родионов А. А., Агафонов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байдин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В. Временные параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном разряде //Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49.

6. Parkevich E.V., Shpakov K.V., Baidin I.S., Rodionov A.A., Khirianova A.I., Khirianov T.F., Bolotov Ya.K., Medvedev M.A., Ryabov V.A., Kurilenkov Yu.K., and Oginov A.V., Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge //Physical Review E. – 2022. – Т. 105. – №. 5. – С. L053201.

#### **Главы в монографиях:**

1. Родионов А. А., Агафонов А. В., Огинов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., «Исследование излучений атмосферного мегавольтного разряда», Глава в коллективной монографии «Электрофизические и оптические процессы в плазменных и твердотельных средах и наноструктурах», под ред. Г.А. Месяца. – Москва: РУСАЙНС, 2019.- 372 с., стр. 234-267. (ISBN 978-5-4365-3174-8).

2. Родионов А. А., Агафонов В. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байдин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В., «Временные параметры ионизирующего жесткого излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном атмосферном разряде», Глава в коллективной монографии «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» под ред. Г.А. Месяца. — Москва: РУСАЙНС, 2022. — 288 с., стр. 34-53. ISBN 978-5-466-02607-8.

#### **Труды конференций:**

1. Родионов А.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., «Многоканальная сцинтилляционная диагностика излучений предимпульсной стадии протяженного



атмосферного разряда установки ЭРГ», XLII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 9-13 февраля 2015 г. Тезисы докладов, стр. 239. (ISBN 978-5-9903264-5-3) Москва, 2015.

2. Rodionov A.A., Agafonov A.V., Oginov A.V., Shpakov K.V., «Radiations and structure of high-voltage atmospheric discharge», XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Kabardino-Balkarian State University, Elbrus, Russia, March 1-6, 2015. Book of Abstracts, page 246. (ISBN 978-5-7558-0558-2).

3. Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., Пряничников А.А., «Диагностический комплекс для исследований анизотропии рентгеновского и гамма-излучений атмосферного разряда», II юбилейная всероссийская конференция, Импульсная сильноточная вакуумная и полупроводниковая электроника ИСВПЭ-2016, ФИАН, г. Москва, 29–30 сентября 2016 г. Тезисы докладов, стр. 28-29.

4. Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., Чечин В.А., «Измерения угловых распределений и энергии гамма-квантов тормозного излучения «убегающих» электронов в высоковольтном атмосферном разряде», XLIV Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 13-17 февраля 2017 г. Тезисы докладов, стр. 187. (ISBN 978-5-9903264-7-7), Москва, 2017.

5. Родионов А.А., Агафонов А.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., «Исследования углового распределения рентгеновского и гамма-излучений разряда на установке ЭРГ с помощью многоканального сцинтилляционного диагностического комплекса», XLIV Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 13-17 февраля 2017 г. Тезисы докладов, стр. 226. (ISBN 978-5-9903264-7-7), Москва, 2017.

6. Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., «Многоканальная сцинтилляционная система диагностик для исследования параметров жестких излучений в лабораторном импульсном атмосферном разряде», III всероссийская конференция, Импульсная сильноточная вакуумная и полупроводниковая электроника ИСВПЭ-2017, Сборник трудов, стр. 46-47, Москва, 2017.
7. Rodionov A.A., Agafonov A.V., Oginov A.V., Shpakov K.V. and Baidin I.S., the Fifth MIPT – UEC – LPI International Workshop on Atomic, Molecular and Optical Physics: «Multichannel scintillation-diagnostic for studying of the hard bremsstrahlung from an extended atmospheric discharge in the erg installation », Moscow, 1-3 October 2018. Book of abstracts, pp. 26-27.
8. Родионов А.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., «Исследования параметров жестких излучений в молниевом атмосферном разряде с помощью перестраиваемой многоканальной сцинтилляционно-детектирующей сборки», XLV Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 2-6 апреля 2018 г., Сборник тезисов докладов, стр. 233. (ISBN 978-5-9903264-8-4), Москва, 2018.
9. Родионов А.А., Агафонов А.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., «Перестраиваемая многоканальная сцинтилляционная диагностика в исследованиях углового распределения рентгеновского и гамма-излучений предпробойной стадии протяженного атмосферного разряда на установке ЭРГ», XLVI Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 18-22 марта 2019 г., Сборник тезисов докладов, стр. 177. (ISBN 978-5-6042115-0-2), Москва, 2019.
10. Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов И.С., «Многоканальная сцинтилляционная диагностика в исследованиях углового распределения рентгеновского и гамма-излучений атмосферного разряда на установке ЭРГ», Быстропротекающие электровзрывные, электронные и

электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике, БПИО-2019, 12-14 ноября 2019 г., Тезисы докладов школы молодых ученых, стр. 70-72. Москва, 2019.

11. Родионов А.А., Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов И.С., «Исследования параметров жестких излучений протяженного атмосферного разряда с помощью перестраиваемой многоканальной диагностической установки», Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике, БПИО-2020, 24-26 ноября 2020 г., Тезисы докладов школы молодых ученых, стр. 83-84. Москва, 2020.

12. Родионов А.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Болотов Я.К., «Распределение рентгеновского излучения вдоль мегавольтного атмосферного разряда», Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике, БПИО-2020, 24-26 ноября 2020 г., Тезисы докладов школы молодых ученых, стр. 23-24. Москва, 2020.

13. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В., «Исследование пространственной локализации областей генерации рентгеновского и гамма излучения протяженного мегавольтного атмосферного разряда», Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике, БПИО-2022, 15-17 ноября 2022 г., Тезисы докладов школы молодых ученых, стр. 64-65. Москва, 2022.

## **Структура работы**

Работа состоит из **введения, пяти глав, заключения, списка использованной литературы и одного приложения.**

Во **введении** дана краткая характеристика работы, обоснована её актуальность, сформулированы цели и задачи исследований.

**В первой главе** приведен обзор литературы по основным механизмам пробоя различных газовых промежутков: таунсендовскому, стримерному, пробоем на убегающих электронах и пробоем в наносекундном диффузно-канальном режиме. Описаны результаты современных работ по исследованию физических механизмов пробоя длинных (от десятков см и более) атмосферных промежутков. Приведены результаты различных научных групп, посвященные изучению параметров и механизмов испускания РИ в атмосферных лабораторных разрядах при пробое длинных промежутков, а также связи этих параметров с электрофизическими характеристиками разряда – зависимостью силы тока и приложенного напряжения от времени. В заключении к главе сформулирована цель работы и поставлены решаемые в ней задачи.

**Во второй главе** дано подробное описание использованного генератора импульсного напряжения – установки ЭРГ, геометрии разрядного промежутка, а также методики измерения электрофизических величин. Разряд исследовался на воздухе при атмосферном давлении. Длина разрядного промежутка составляла 60,5 см, максимальное приложенное напряжение – 1,2 МВ, время нарастания напряжения с уровня 10% до уровня 90% – 220 нс. Описана конфигурация электродов: анод использовался в виде сетки из нержавеющей стали, катод – в виде острия, помещенного внутрь конуса с гладким ободком. Отдельно описана конструкция сцинтилляционных детекторов на основе ФЭУ-30, сопряженных через оптический контакт с пластиковыми сцинтилляторами полистирол: *p*-терфенил + РОРОР. Временное разрешение измерительной системы – 3 нс. Так как в Гл. 3, а также в Гл. 4 и 5 были использованы разные диагностические системы сцинтилляционных детекторов, соответствующие части экспериментальной

установки, включающие системы детектирования РИ, подробно описаны отдельно в этих главах.

**Третья глава** посвящена исследованиям анизотропии РИ в мегавольтном атмосферном разряде. Для исследования распределения интенсивности РИ по направлениям по отношению к оси разряда 10 сцинтилляционных детекторов были расположены на дуге радиусом 1 м. Детекторы были расположены через каждые  $10^\circ$ . Диаметр каждого детектора был равен 10,9 см, а диаметр сцинтиллятора внутри каждого детектора был равен 9,1 см.

Установлено, что индикатрисы интенсивности РИ мегавольтного атмосферного лабораторного разряда стахостичны и различны от импульса к импульсу. Однако все они обладают угловой анизотропией. В общем, индикатрисы РИ обладают многолепестковой диаграммой направленности. Установлено, что РИ существует двух типов: с широким ( $40^\circ$ - $150^\circ$ ) и узким ( $\sim 10^\circ$ ) угловым раствором. В одном импульсе наблюдаются как только узкие, так и только широкие индикатрисы, так и их наложение. Узкие диаграммы направленности соответствуют излучению с энергией более 300 кэВ, широкие – менее 300 кэВ.

Полученные результаты согласуются с представлением о том, что наблюдаемое РИ испускается при торможении быстрых электронов. Также наличие двух типов индикатрис свидетельствует о существовании двух различных источников РИ. Проверка этого факта выполнена в следующей главе.

**Четвёртая глава** посвящена исследованию параметров РИ с пространственным разрешением вдоль оси разряда. Различные по природе источники могут испускать излучение из разных областей разряда. Следовательно, сопоставление интенсивности РИ, испускаемого различными пространственными участками разряда, позволит выявить такие особенности. С другой стороны, соответствующие измерения позволят выявить вклад ТИ в общее наблюдаемое РИ. Действительно, вероятность генерации ТИ из области анода, выполненного из нержавеющей стали, на  $\sim 4$  порядка выше, чем из воздушного промежутка.

Шесть сцинтилляционных детекторов были помещены в свинцовые трубки-коллиматоры из свинца толщиной 10 мм, каждая из которых выделяла свой участок разрядной области длиной 12 см, препятствуя попаданию на детекторы излучения из других областей. Детекторы, в отличие от схемы, использованной в Гл. 3, были направлены параллельно друг другу и выстроены сбоку вдоль оси разряда, позволяя получать распределение интенсивности РИ, испускаемой различными пространственными участками разряда – прикатодным, межэлектродным и прианодным. Установка свинцовых фильтров ступенчатого ослабления толщинами 3, 5, 7 и 10 мм позволяла оценивать спектральный состав излучения, испускаемого из каждого участка разряда.

Установлено, что наиболее интенсивное РИ наблюдается из прианодной области. Одновременно с этим впервые обнаружено, что в разряде существует источник РИ, расположенный в области катода. Установлено, что интенсивность излучения из прикатодной области ниже, чем из прианодной, но выше, чем из области межэлектродного промежутка. Таким образом, в работе подтверждено существование как минимум двух источников РИ. Важным свойством излучения из прикатодной области является тот факт, что излучаются оттуда в основном достаточно жесткие кванты с энергией более  $\sim 100$  кэВ, а вероятность регистрации более мягких квантов достаточно мала.

**В пятой главе** исследуются временные параметры РИ, испускаемого из разных пространственных областей разряда. Схема экспериментальной установки полностью повторяет схему в Гл. 4. Измерения проведены с временным разрешением на уровне 3 нс. Впервые установлено, что излучение из областей катода и анода испускается в разные моменты времени.

Излучение, испускаемое из прианодной области, по всем установленным в работе признакам может быть связано с ТИ быстрых электронов. Обнаруженное в настоящей работе впервые излучение из прикатодной области имеет однозначно иное происхождение, которое в настоящее время неизвестно, и его определение представляет собой интересную задачу для дальнейших исследований.

## **Глава 1. Состояние проблемы, постановка задачи**

Газовым разрядом называется явление протекания электрического тока через газовый промежуток, который в исходном состоянии является диэлектриком [1]. Пробоем называют начальную фазу разряда, в ходе которой в газе создается канал, проводящий электрический ток и содержащий свободные электроны и ионы [1]. Разряд инициируется приложением высокого электрического напряжения к разрядному промежутку, сформированному отрицательным электродом (катодом) и положительным электродом (анодом).

### **1.1. Физика пробоя газовых промежутков**

#### **1.1.1. Пробой размножением лавин**

Важная область исследований в области современной электрофизики - изучение физических механизмов пробоя газовых промежутков. Наиболее исследован механизм пробоя, разработанный Джоном Таунсендом в начале XX века [1,2]. В его основе лежит представление о том, что одиночный электрон, ускоряемый внешним электрическим полем, вызывает ударную ионизацию частиц газа – атомов и молекул. В результате формируются вторичные электроны, которые в свою очередь ускоряются внешним полем и, достигая энергии, достаточной для ударной ионизации частиц среды, сами генерируют вторичные электроны. Таким образом формируется электронная лавина, распространяющаяся от катода к аноду, и в ранее непроводящем газовом промежутке создается проводящий канал. Пробой возникает при достижении электронами анода.

Существенная особенность электронной лавины состоит в том, что при ударной ионизации частиц газа формируются не только свободные электроны, создающие отрицательный пространственный заряд, но и положительные ионы, заряд которых равен по модулю заряду электронов и противоположен по знаку, а их концентрация равна концентрации электронов (в случае, если в разряде доминирует однократная ионизация). Электрическое поле разряда «растаскивает» электроны и положительные ионы в разные стороны – отрицательные заряды

движутся в сторону анода, а положительные – в сторону катода. Следовательно, при развитии лавины формируется два облака пространственного заряда разного знака, которые все сильнее пространственно разделяются с ростом внешнего электрического поля. Отметим, что в газах, содержащих электроотрицательные частицы, в частности, молекулы кислорода, могут также образовываться отрицательные ионы, которые так же влияют на пространственный заряд лавин.

Опыт показывает, что при давлениях порядка атмосферного и длинах разрядного промежутка на уровне сантиметров и более механизм Таунсенда не реализуется. Условием реализации таунсендовского пробоя является незначительное влияние пространственного заряда на развитие лавины [1,2]. В случае, если эти процессы становятся существенны, механизм пробоя изменяется. Критерием для перехода от размножения лавин к иным механизмам пробоя служит особый параметр – критическая длина лавины  $x_c$ . Она равна длине лавины, при которой электрическое поле самой лавины, вызванное пространственным разделением облаков электронов и положительных ионов, сравнивается с внешним электрическим полем. Так как внешнее и собственное поля лавины направлены противоположно друг другу, при достижении лавиной своей критической длины пространственный заряд лавины полностью компенсирует внешнее поле. В этом случае лавина не может дальше распространяться, и, следовательно, механизм пробоя должен трансформироваться. Оценка  $x_c$  может быть выполнена по следующей формуле [2,3]:

$$x_c = \frac{\ln N_c}{\alpha}, \quad (1.1)$$

где  $N_c$  – критическое число электронов в лавине,  $\alpha$  – ионизационный коэффициент Таунсенда, который может быть оценен по следующей эмпирической формуле:

$$\alpha = A p \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (1.2)$$



где  $p$  – давление газа,  $E$  – напряженность внешнего (приложенного) электрического поля,  $A = 8,6 \text{ см}^{-1}\text{Торр}^{-1}$  и  $B = 254 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ , что справедливо для значений  $E/p$  в диапазоне  $36\text{-}180 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Торр}^{-1}$ , а  $N_c$  может быть вычислено в виде

$$N_c = \frac{9\pi\epsilon_0 E}{2e\alpha^2}, \quad (1.3)$$

где  $e$  – заряд электрона и  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Пусть длина межэлектродного расстояния в разрядном промежутке равна  $d$ . Тогда имеет место три возможных ситуации:  $x_c \gg d$  (1),  $x_c \sim d$  (2) и  $x_c \ll d$  (3). Очевидно, для таунсендовского пробоя выполняется условие (1). Если оно не выполняется, то реализуются иные механизмы пробоя.

### 1.1.2. Пробой распространением стримеров

В случае, если выполняется условие  $x_c < d$ , то лавина перестает развиваться, еще не дойдя до анода. В этом случае пробой по механизму Таунсенда невозможен. Опыт показывает, что разряд в этом случае реализуется следующим образом. В области, находящейся позади лавины – между катодом и фронтом лавины – имеется высокая концентрация свободных заряженных частиц (электронов и ионов) и, следовательно, сильное поле рекомбинационного ультрафиолетового излучения, способного создать дополнительную ионизацию из-за поглощения ультрафиолетовых квантов в объеме разрядного промежутка. Именно это поле создает ионизацию в том участке, которого не достигла электронная лавина. Таким образом, несмотря на то, что электрическое поле, действующее на заряды в лавине, близко к нулю, пробой продолжается, а новые свободные заряженные частицы возникают из-за фотоионизации частиц среды, а не в результате ударной ионизации, как это осуществляется на первом – таунсендовском - этапе.

Описанное явление соответствует перерождению электронной лавины в стример. Стример распространяется как в сторону анода, так и к катоду, поскольку ультрафиолетовое излучение, генерируемое в промежутке и являющееся источником ионизации, сферически симметрично. Также возможна ситуация, когда лавина достигает анода, но высокая концентрация свободных зарядов в

промежутке, сильно возрастающая от катода к аноду, также приводит к фотоионизации частиц в разрядном промежутке. В этом случае стример распространяется от анода к катоду. Одиночный стример выглядит как тонкий канал, характеризующейся высокой скоростью распространения, имеющей порядок  $\sim 10^8$  см/с и более [1].

Так как после прохождения стримера газ ионизован, за фронтом стримера газ испускает световое излучение. В случае воздуха это, главным образом, излучение электронно-колебательных полос молекулярного азота  $N_2$ , молекулярного иона азота  $N_2^+$ , а также других частиц. Основным способом изучения стримеров является высокоскоростное фотографирование их излучения [1].

Согласно [1], в длинных разрядных промежутках ( $\sim 10$  см и более, в частности - атмосферные молнии) атмосферного воздуха при напряжениях в сотни кВ и выше через стримерные каналы протекают значительные токи, что приводит, по-видимому, к их разогреву до температуры в несколько эВ и трансформации в так называемые лидерные каналы, которые распространяются несколько медленнее стримеров ( $\sim 10^7$  см/с). Благодаря разогреву проводимость лидерного канала существенно выше, чем у стримерного.

Согласно ряду исследований [1], головка лидера имеет радиус  $\sim 10^{-2}$  см. Следовательно, головка лидера является источником особенно сильного электрического поля. Фотографии лидера показывают, что из головки стартует множество разбегающихся от нее стримеров. Этот «пучок» стримеров называют стримерной короной [1]. Электроны активно ускоряются и интенсивно ионизуют газ в сильном поле лидерной головки, создавая «новую» головку и тем самым обеспечивая продвижение вперед хорошо проводящего канала.

### **1.1.3. Пробой на убегающих электронах**

Особый механизм пробоя реализуется в плотных газах при высоких электрических полях (А.В. Гуревич, Г.М. Милих, Р.А. Рассел-Дюпре, 1992 г.) [4]. При достижении электроном достаточно высокой энергии сечение неупругого

взаимодействия его с веществом начинает падать с ростом энергии электрона, достигая минимума при энергии  $\sim 1,4$  МэВ. Если вещество находится во внешнем электрическом поле, то быстрый электрон, имеющий энергию на уровне 0,1-1 МэВ, с одной стороны, начинает непрерывно ускоряться, с другой – выбивает из вещества новые электроны, которые так же начинают непрерывно ускоряться, так как тоже имеют высокую энергию. Таким образом формируется лавина убегающих электронов, которая при достижении анода приводит к пробоям. В работе [5] приведены критерии пробоя на убегающих электронах. Согласно результатам этой работы, убежание электронов реализуется при напряженности внешнего электрического поля  $E$ , превышающего критическое поле  $E_{cr}$ :

$$E > E_{cr} = 3 \times 10^3 \frac{Zp}{I} [\text{В} \cdot \text{см}^{-1}], \quad (1.4)$$

где  $Z$  – атомный номер вещества,  $I$  – средний потенциал ионизации частиц вещества, измеряемый в эВ,  $p$  – давление газа в Торр. Для азота  $E_{cr}/p = 590 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Торр}^{-1}$ .

#### 1.1.4. Пробой в диффузно-канальном режиме

В случае, если  $x_c \ll d$ , лавина перестает развиваться, не отойдя далеко от катода. В работе [3] показано, что в этом случае пробой происходит в особом диффузно-канальном режиме, в механизме которого участвуют как составная часть убегающие электроны. Согласно [3], электрические поля в этом случае настолько велики, что в начальной лавине выполняется критерий (1.4), и из головки лавины происходит убежание электронов. Еще до остановки лавины из её головки вылетают быстрые электроны, которые создают новую лавину в результате ударной ионизации атомов среды, и так далее. Таким образом пробой осуществляется через лавинную цепь. Такой тип разряда называется наносекундным диффузно-канальным [3].

## 1.2. Физика пробоя длинных атмосферных промежутков

Исторически первыми исследованиями физики пробоя длинных атмосферных промежутков были исследования натуральных молний. Современные данные свидетельствуют о механизме пробоя между заряженными облаками и землей в виде распространения от облака к земле так называемого ступенчатого лидера [6]. Обнаружено, что распространение светящегося канала от облака к земле идет не равномерно, а через серию остановок длительностью до 1 мкс каждая. При этом длина каждого непрерывного участка составляет десятки метров.

Физические процессы, происходящие при распространении ступенчатого лидера, представляют существенный интерес, и в настоящее время активно исследуются. В частности, обнаружено [6], что в моменты остановки лидера имеет место максимум производной электрического поля молнии по времени [6]. Одновременно с этим, во время остановки ступенчатого лидера обнаружена генерация РИ, максимумы интенсивности которого наблюдаются одновременно с максимумами производной напряженности электрического поля по времени. В настоящее время в литературе нет ясности относительно механизма ступенчатого лидера, и для его определения сейчас проводятся активные экспериментальные исследования лабораторных атмосферных разрядов с длинами межэлектродных промежутков 10-200 см при приложенных напряжениях до нескольких мегавольт. При этом значительный интерес представляет определение условий генерации РИ и других типов ионизирующих излучений в лабораторных разрядах, так как по ним можно установить причины возникновения РИ при остановке ступенчатого лидера и определить механизм этого процесса, а также иные особенности механизмов натуральных молний.

Физика лабораторного атмосферного разряда при длинах разрядного промежутка от  $\sim 10$  см до 200 см и при напряжении до нескольких мегавольт исследуется в настоящее время целым рядом научных групп, действующих в ведущих лабораториях мира [7-17]. В частности, во многих работах отмечается, что для разрядов такого типа выполняется условие убегания электронов (1.4) и,

следовательно, возможна реализация пробоя на убегающих электронах [9,14,18,19]. Следует отметить, что прямых экспериментальных доказательств того, что пробой длинных атмосферных промежутков осуществляется по механизму размножения лавин убегающих электронов, до настоящего времени не было получено.

### **1.3. Рентгеновское излучение атмосферного мегавольтного разряда**

Важнейшую информацию о механизме высоковольтного разряда можно получить из параметров ионизирующего излучения, которое испускается на различных стадиях его развития. К преимуществам такой диагностики относятся её неразрушающий характер, возможность создания диагностических систем с временным разрешением на уровне единиц наносекунд и менее, а также возможность установления прямой связи между энергиями ионизирующего излучения и энергиями заряженных частиц газового разряда. Параметры РИ лабораторных атмосферных разрядов изучены в работах [6-17,20].

Наиболее очевидным механизмом генерации РИ в газовом разряде является ТИ быстрых электронов. Наиболее ожидаемо, что высокая интенсивность излучения будет наблюдаться из области анода, где в конденсированной среде, обладающей значительно большей (примерно на три порядка), чем газ, объёмной плотностью частиц, происходит торможение быстрых электронов, ускоренных в межэлектродном промежутке. Спектральная плотность энергии (спектр) ТИ – сплошной, занимающий полосу энергий от нуля до максимальной энергии, равной начальной кинетической энергии тормозящихся электронов [21]. Следовательно, по спектральному составу ТИ можно оценить энергии электронов и, следовательно, параметры электрических полей в разряде, которые эти электроны ускоряют. Существенно, что ТИ безынерционно, и, следовательно, такие измерения в принципе допускают очень высокое, практически ограниченное только периодом электромагнитной волны временное разрешение. Также важной характеристикой ТИ является то, что его вероятность мала при энергиях электрона

много меньших его энергии покоя (511 кэВ) и значительно возрастает при достижении электроном энергии  $\sim 1$  МэВ.

### 1.3.1. Анизотропия рентгеновского излучения

Хорошо известно, что угловой растров ТИ определяется скоростью электрона, и чем быстрее движется электрон, тем уже угловой растров  $\Delta\theta$  испускаемого им излучения. Его можно приблизительно оценить по следующей формуле [22]:

$$\Delta\theta \sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{\gamma}, \quad (1.5)$$

где  $v$  – скорость электрона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$  – гамма-фактор. Для энергии электрона в 1 МэВ ( $\gamma \approx 1,96$ ,  $v \approx 0,86c$ ). Следовательно, угловой растров его тормозного излучения  $\Delta\theta \approx 0,51$  рад. =  $29^\circ$ . Следовательно, для таких энергий электронов у ТИ должна наблюдаться анизотропия в угловом распределении интенсивности.

В работе [7] обнаружена анизотропия РИ наносекундного диффузного разряда. Разряд зажигался в воздухе атмосферного давления в промежутке стержень (катод)- плоскость длиной 6-12 см при скорости нарастания напряжения  $1,1 \cdot 10^{10}$  кВ/с и амплитуде импульса приложенного напряжения 160-280 кВ. Установлено, что регистрируемое излучение анизотропно и является ТИ электронов, ускоренных до энергии 30-80 кэВ в прикатодной области в начале фазы проводимости разряда. Следует отметить, что разряд, исследованный в работе [7], существенно отличается от мегавольтного атмосферного разряда в длинном (от 50 см и более) промежутке. Также в работе [7] не приведены зависимости интенсивности РИ от угла по отношению к оси разряда.

Наблюдение угловой анизотропии РИ натурной молнии выполнено в работе [23]. В этой работе обнаружена угловая анизотропия жесткого излучения натурной молнии. Установлено, что в 11 из 21 реализаций натурной молнии РИ являлось

анизотропным. В 9 исследованных реализациях молний авторы также обнаружили анизотропию РИ, однако она была менее выражена. В 1 реализации молнии авторы обнаружили изотропное распределение интенсивности РИ.

Авторы дают следующие возможные объяснения наблюдаемых явлений. Если предположить, что источником излучения служат убегающие электроны, испускаемые головкой лидера, то анизотропия может быть обусловлена неоднородностью распределения стримеров в стримерной короне. Другое объяснение, приведенное авторами [23], состоит в том, что лидерный канал может быть не вертикальным. В таком случае, согласно гипотезе авторов, канал может либо быть наклоненным по отношению к вертикали, либо испытывать случайные флуктуации направления. Следует отметить, что полученные в работе [23] кривые обладают существенным разбросом, и измерения выполнены с высокой погрешностью, не позволяющей сделать вывод о природе наблюдаемого излучения. Лабораторных исследований анизотропии РИ протяженного атмосферного разряда выполнено до настоящего момента не было.

### **1.3.2. Связь параметров рентгеновского излучения атмосферного мегавольтного разряда с его иными параметрами**

Наряду с параметрами угловой анизотропии, важнейшими характеристиками РИ протяженного атмосферного разряда являются следующие: распределение интенсивности видимого излучения по координате, временные зависимости тока разряда и напряжения на разрядном промежутке, регистрируемые одновременно с импульсами РИ. Также важнейшими характеристиками РИ являются распределение интенсивности РИ по пространственным координатам и его спектральный состав.

Принципиальное значение имеет определение местоположения источника излучения. Действительно, именно знание того, из какой пространственной области излучение испускается, позволит ответить на вопрос, связано ли наблюдаемое излучение с торможением быстрых электронов в материале анода, в

газе межэлектродного промежутка, либо с иными, неизвестными до настоящего времени процессами.

В работе [10] исследована связь параметров РИ атмосферного разряда в межэлектродном промежутке длиной 1 м при приложенном напряжении 1 МВ с его электрофизическими параметрами. Временное разрешение измерений составляло 11 нс. Обнаружено, что момент генерации РИ совпадает в пределах погрешности измерений с моментом соединения анодонаправленного и катодонаправленного стримеров. Также в работе обнаружено, что в моменты наиболее интенсивной генерации РИ на зависимости тока разряда от времени наблюдаются характерные наносекундные особенности тока – высокочастотные осцилляции. Причины возникновения этих особенностей до сих пор остаются неясными.

В работе [10] утверждается, что наиболее вероятным моментом генерации убегающих электронов является момент перед соединением анодонаправленного и катодонаправленного стримеров. Действительно, именно в этот момент времени все приложенное напряжение сконцентрировано между головками движущихся навстречу друг другу противоположных стримеров, так как плазма за их головками переносит потенциалы электродов. Все сокращающееся расстояние приводит к росту электрического поля между головками так, что полей такой величины в разряде больше нигде не может быть. Также в работе выполнена оценка средней энергии квантов рентгеновского излучения, которая оказалась равна 200 кэВ.

В работе [12] показано, что наносекундные вспышки РИ происходят в предпробойной стадии разряда. Высказано предположение, что столкновение противоположных стримеров есть причина генерации РИ во время остановки лидеров в натурной молнии. Также обнаружено, что осцилляции тока не обязательно сопровождаются РИ. Высказано предположение, что вследствие анизотропии РИ, которая на данный момент не обнаружена экспериментально, поток излучения проходит мимо детектора, что приводит к регистрации осцилляций тока, не сопровождающихся РИ.



В работе [13] исследовано распределение параметров РИ по координате вдоль оси разряда. К сожалению, результат, полученный в [13], имеет неудовлетворительную точность и не позволяет сделать надежных выводов о происходящих процессах. До настоящего времени измерить пространственное распределение интенсивности РИ атмосферного лабораторного разряда большой протяженности (от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров) с необходимым для определения местоположения источника излучения уровнем погрешности никому не удавалось.

#### **1.4. Заключение к обзору литературы. Постановка задачи.**

Из приведенного выше анализа следует, что исследования параметров РИ атмосферного протяженного разряда в лабораторных условиях представляют существенный интерес для понимания многих физических явлений, в частности, - физических процессов в натуральных молниях. При этом важнейшие стороны этого явления, например, - зависимости параметров интенсивности и энергии квантов РИ от угла по отношению к оси разряда, распределение интенсивности излучателей РИ в пространстве в области разряда, и связь этих параметров с временными зависимостями электрофизических характеристик разряда (зависимости тока и напряжения на разрядном промежутке от времени) и со спектральным составом излучения, до настоящего времени не были исследованы. При этом именно эти параметры необходимы для определения местоположения источника (источников) РИ в разряде, определения его (их) спектрального состава, связи его с электрофизическими параметрами разряда, определения энергетических характеристик заряженных частиц, которые образуют этот источник, и других параметров, без которых установление природы излучения и механизма разряда невозможно.

### **1.4.1. Цель и задачи работы**

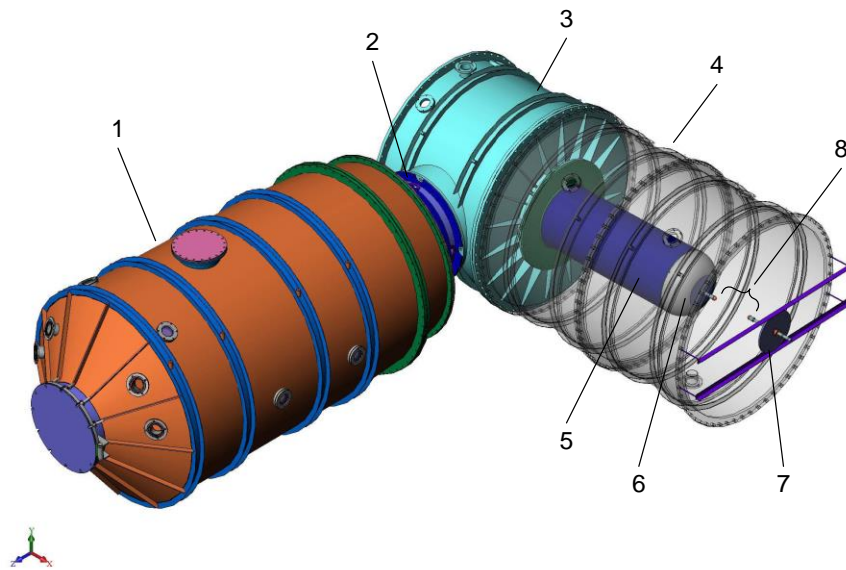
Цель настоящей работы - установление энергетических характеристик и местоположения источников рентгеновского излучения в лабораторном атмосферном разряде метрового пространственного масштаба при приложенном напряжении на уровне 1 МВ. Для достижения этой цели следует решить следующие задачи:

1. Разработать комплекс сцинтилляционной диагностики, позволяющий измерять угловое, пространственное и временное распределения интенсивности рентгеновского излучения мегавольтового атмосферного разряда с возможностью оценки энергии испускаемых квантов.
2. Измерить угловое (по отношению к оси разряда) распределение интенсивности рентгеновского излучения лабораторного атмосферного разряда, используя сцинтилляционные детекторы.
3. Определить зависимости интенсивности рентгеновского излучения от координаты вдоль оси разряда и оценить характерные энергии квантов излучения, используя трубчатые свинцовые коллиматоры, сцинтилляционные детекторы и фильтры ступенчатого ослабления.
4. Определить связь энергетических и пространственных параметров источников излучения с временными зависимостями электрофизических параметров разряда, используя синхронную запись временных параметров рентгеновского излучения сцинтилляционными детекторами и электрофизических параметров разряда.

## Глава 2. Техника и методика эксперимента

### 2.1. Описание установки ЭРГ

В настоящей работе все эксперименты по пробое длинных воздушных промежутков выполнены на установке ЭРГ (Рис. 2.1). Используются некоторые составные части (дополнительно применен ряд технических модификаций) высоковольтного ускорителя, реконструированного для исследования высоковольтного атмосферного разряда [8,9,24].



**Рис. 2.1.** Схема экспериментальной установки ЭРГ: 1 – маслонаполненный ГИН Аркадьева-Маркса, 2 – переходная секция, 3 – секция изолятора, 4 – обечайки воздушной секции (показаны прозрачными), 5 – проходной изолятор масло-воздух, 6 – катодная электродная система, 7 – анодная электродная система, 8 – основной разрядный промежуток.

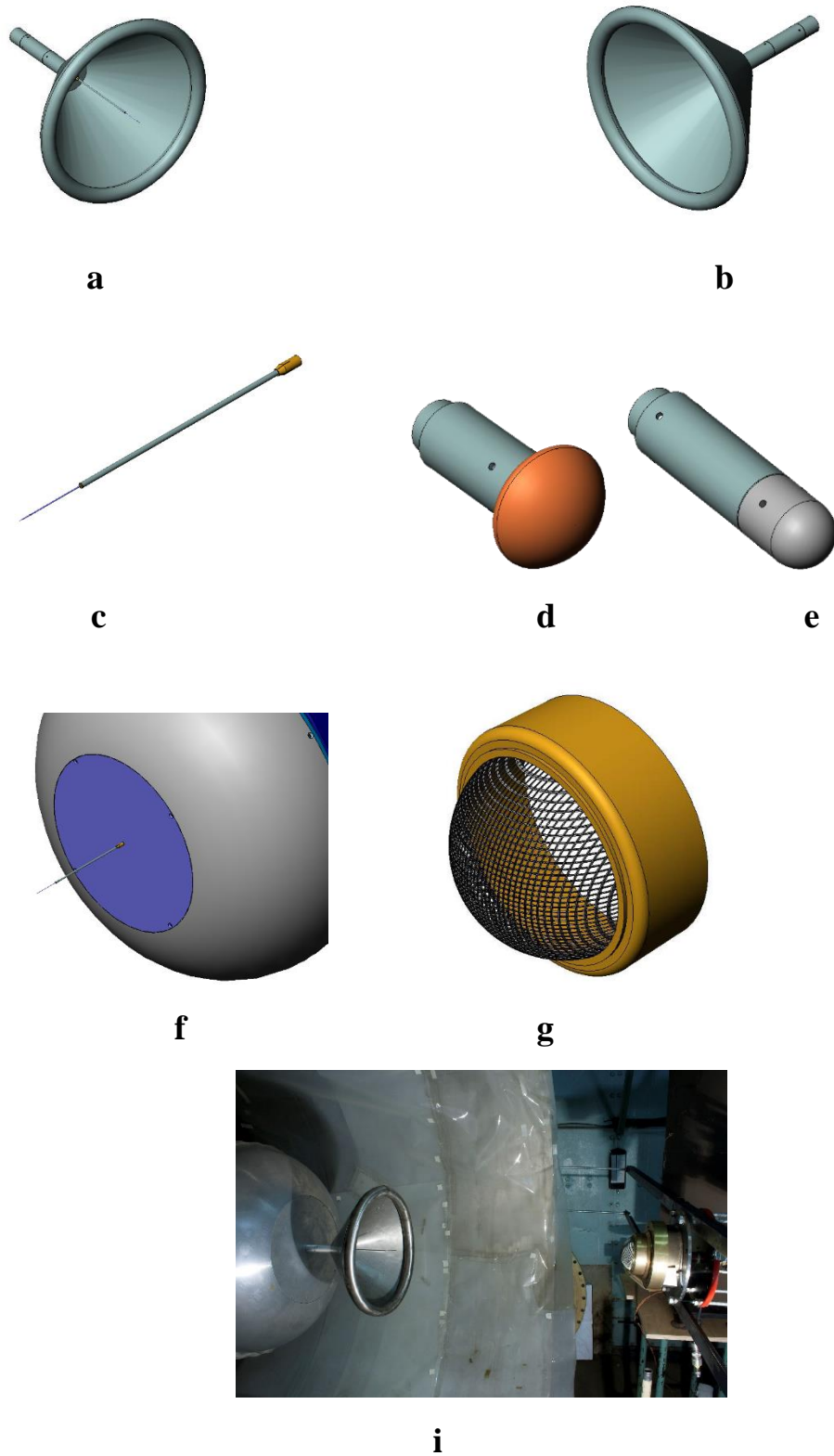
В качестве источника напряжения используется генератор импульсных напряжений (ГИН) установки ЭРГ. ГИН собран по схеме Аркадьева-Маркса и состоит из 15 пар конденсаторов ИК-100-0,1 (0,4) (полная запасаемая энергия 60 кДж), расположенных в герметичном цилиндрическом корпусе диаметром 2000 мм, залитом трансформаторным маслом.

В качестве внутренних коммутирующих элементов ГИН применена система разрядников, расположенная горизонтально в едином объеме диэлектрической

колонны (реализована идея взаимной вспомогательной РИ- и ультрафиолетовой (УФ)- подсветки разрядников для улучшения общих временных коммутационных характеристик), с наполнением азотной средой. Узел нагрузки ГИН с проходным масловоздушным изолятором и выравнивающими сопротивлениями сконструирован защищенным от пробоев по поверхности вплоть до 3 МВ. Для выравнивания распределения электрического поля вдоль внешней поверхности изолятора в воздухе установлены распределительные сопротивления в виде 36 полипропиленовых трубок, равномерно расположенных по образующим цилиндра, заполненных водой.

Электродная система является аксиально-симметричной, с диаметром внешнего заземленного токопровода 2 м (на Рис. 2.1 элемент 4). Длина разрядного промежутка ограничена сверху развитием паразитного радиального разряда на внешний заземленный токопровод. По этой причине максимальная амплитуда напряжения ограничена величиной  $\sim 1,2$  МВ, хотя ГИН позволяет получать на выходе напряжение до 2,5 МВ, а масло-воздушный изолятор рассчитан на работу до 3 МВ. Внешний цилиндрический секционированный токопровод может быть снят, однако для увеличения максимального напряжения на разрядном промежутке необходимо увеличить расстояние от оси разряда до постамент, на котором установлен узел нагрузки ГИН. Кроме того, внешний электрод оставлен с целью возможности проведения дальнейших исследований разряда в искусственной или модифицированной атмосфере.

Катодный электрод разрядного промежутка выполнен в виде конического колпака из нержавеющей стали, имеющего плоскую приосевую зону диаметром 320 мм и скругление (по ободу основания) периферийной части с  $R=20$  мм. На фланец, закрывающий приосевую зону, устанавливался выносной шток со сменными электродами различной формы. Анодный электрод разрядного промежутка устанавливался во фланце на оси системы, имеющем цанговый зажим для плавного изменения зазора за счет перемещения трубчатого штока. В качестве наконечника применялся тот же набор (Рис. 2.2) :



**Рис. 2.2.** Сменные электроды: **a** – игла с конусом; **b** – конус; **c** – игла, фиксируемая в цанговом зажиме, диаметр которой менялся от нескольких мм до долей мм; **d, e** – полусферические электроды; **f** – игла, установленная на катодном электроде; **g** – полусфера из сетки; **i** – наиболее часто используемая комбинация насадок.

сменных электродов, что и для катода. Полярность разряда может меняться при прочих равных условиях. Возможно осуществление внешней инициации разряда рентгеновским или лазерным излучением, или внешним электронным пучком [25]. Полная длительность импульса напряжения меняется в зависимости от выбранной длины разрядного промежутка в диапазоне 0,35 - 1 мкс при фронте импульса напряжения 120 - 220 нс, максимальном напряжении 1,2 МВ и токе разряда 10 – 15 кА.

### 2.1.1. Форма электродов (разрядный промежуток ГИН)

Для выяснения влияния напряженности электрического поля на поверхности электродов на характеристики излучения, возникающего в начальной стадии разряда, нами были выполнены серии экспериментов со сменными электродами различной формы, как на катоде, так и аноде в различных комбинациях. Анализ результатов, полученных для различных вариантов установки сменных электродов, указывает на то, что форма анодного электрода (геометрия поверхности в основном преимущественно аппроксимируемая плоскостью в рассматриваемых масштабах) слабо влияет на характеристики излучения, в то время как форма катодного электрода оказывает определяющее воздействие на характеристики излучения атмосферного разряда.

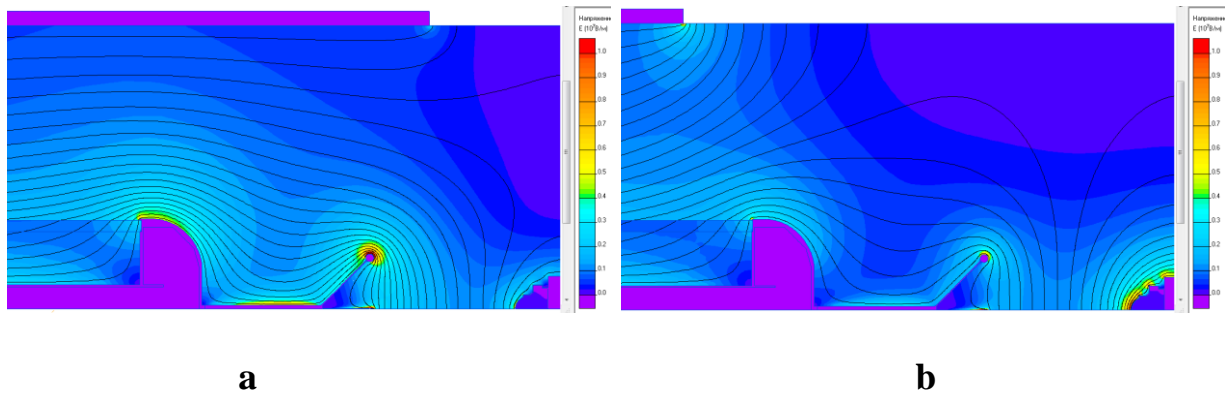
В различных сериях экспериментов использовались разные по форме насадки на катодном и анодном электродах (Рис. 2.2) (**a** – игла с конусом; **b** – конус; **c** – игла, изготовленная из различных материалов (нержавеющая сталь, графит, тугоплавкие материалы), которая фиксировалась цанговым зажимом и диаметр которой менялся от 5 мм до десятых долей мм, с радиусами скругления до 59 мкм; **d, e** – полусферические электроды из нержавеющей стали диаметрами 80 мм и 90 мм; **f** – игла, установленная на катодном электроде; **g** - полусферический сетчатый анод (материалы: стальная сетка и латунь), диаметром 90 мм; **i** – наиболее часто используемая комбинация насадок, а именно: обратно-конического конструктивного элемента из нержавеющей стали с вынесенным по оси острием – стальной иглой, фиксированной на тонком осевом штоке в качестве катодного

электрода и выполненного в виде стального фланца (также содержит латунные части) с выступающей навстречу катоду сетчатой частью сферы (мелкая стальная формованная сетка) – анодного электрода).

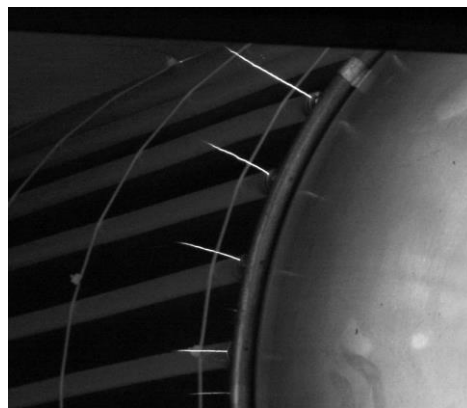
В настоящей работе в качестве основной использовалась комбинация, показанная на Рис. 2.2 (i), поскольку именно в ней наиболее устойчиво фиксировалась генерация РИ и высокоэнергичных гамма-квантов. Кроме того, использование сеточного анода позволяет регистрировать излучение в приосевой области, что затруднено при использовании массивных анодов. Однако освобождение приосевой области для регистрации излучения приводит к незначительному, в рамках данной работы, «затенению» выхода излучения под углом примерно  $10^\circ$  относительно расположения катода из-за массивного держателя анода, изготовленного из латуни.

### **2.1.2. Влияние геометрии установки на распределение полей в разрядном промежутке ГИН**

Выше отмечалось, что в нашем случае существенным фактором, влияющим на направление прорастания каналов (направление «убегания» электронов), является наличие обечайки секционированного кольцевого анода (см. Рис. 2.1 и Рис. 2.2 (i)), которая создает большую радиальную составляющую электрического поля вблизи конца изолятора с плоской катодной приосевой зоной, в центре которой устанавливался выносной шток со сменными электродами различной формы. Свободной от кольцевого анода является только прианодная часть (Рис. 2.2 (i)). Результаты расчетов распределения электрического поля при напряжении между электродами 1 МВ, выполненные по коду ELCUT, показаны на Рис. 2.3 для двух случаев: **a** - рабочая геометрия, в которой отсутствует секция вблизи анода; **b** - для варианта, когда убрана еще одна секция, перекрывающая прикатодную область.



**Рис. 2.3.** Распределение электрического поля в разрядном промежутке в рабочей геометрии (а) с электродами: игла с конусом и полусферический сетчатый анод, и в случае, когда одно из колец анода убрано (b). Эквипотенциали проведены с шагом 50 кВ/см. (Между изолиниями потенциала – 50 кВ. Первая линия от электродов - 25 кВ).



**Рис. 2.4.** Интегральная фотография формируемых радиальных незавершенных разрядов. Расстояние между электродами разрядного промежутка 500 мм, напряжение 850 кВ.

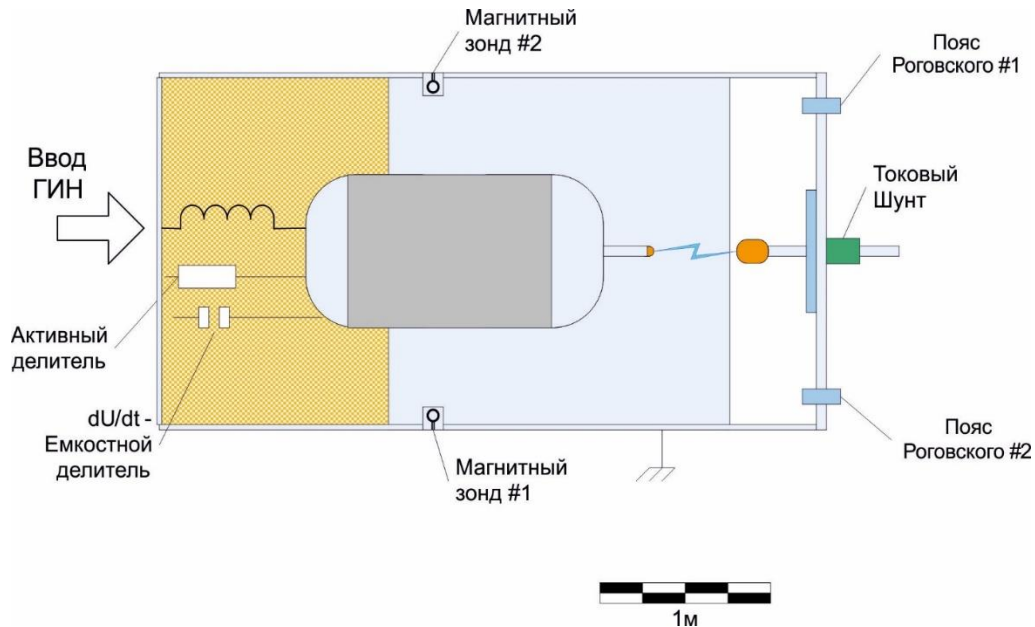
В первом случае напряженность электрического поля на половине длины иглы и на ободу конического электрода близки к  $10^7$  В/см, а на аноде на порядок меньше, во втором случае - поле остается примерно таким же на выступающем за пределы конуса кончике иглы и уменьшается примерно в 2 раза на ободу конического электрода и на аноде. Высокое значение электрического поля на периферии колпака с плоской приосевой зоной, установленного на конце изолятора, а также на краю конического электрода, иногда приводит к радиальным пробоям. На Рис. 2.4 показано формирование радиальных разрядов с боковой части



колпака, приводящих к перераспределению тока до основного разрядного промежутка.

## 2.2. Основные электрофизические диагностики ЭРГ

Схема размещения электрофизических диагностик показана на Рис. 2.5.

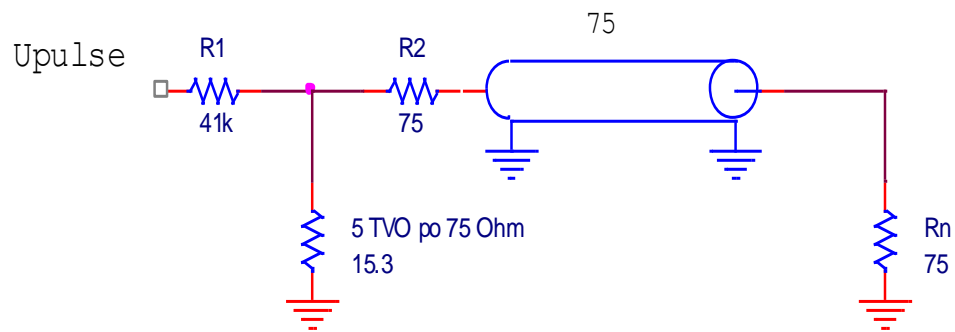


**Рис. 2.5.** Схема расположения диагностик токов и напряжений.

### 2.2.1. Активный делитель напряжения

Активный делитель изображен на Рис. 2.6. Высоковольтное плечо активного делителя состоит из полиэтиленовой трубки диаметром  $20 \times 16$  мм и длиной 670 мм, установленной в масляной линии секции изолятора. В трубку залит раствор  $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$  с концентрацией, обеспечивающей сопротивление трубки, измеренное мега-омметром на уровне  $40 \div 42$  кОм. Вывод сделан через диэлектрическое окно на заднем фланце (диаметром 900 мм) линии. Собственный коэффициент деления  $K_d = 5900 \pm 300$  измерен при начальной установке и калибровке с помощью импульсного генератора. Так как со временем меняется сопротивление жидкостного высоковольтного плеча, в дальнейшем производился перерасчет  $K_d$  перед каждой серией экспериментов. Так, по прошествии трех месяцев с момента начальной установки,  $K_d = 6785$ . Для этого проводилось интегрирование сигналов  $dU/dt$ , полученных с емкостного датчика в двух выстрелах: с известным прежним

и новым значением  $K_d$ . Из сопоставления амплитуд сигналов активного делителя в этих выстрелах, с учетом нормировки интегралов  $dU/dt$ , вычислялся новый  $K_d$ . На осциллограф сигнал активного делителя заводится с 30-кратным ослаблением (измеренное значение 30,12), что дает осциллограмму в масштабе  $0,178 \div 0,204$  МВ/В.



**Рис. 2.6.** Схема активного делителя.

### 2.2.2. Пояса Роговского

Используются различные конструкции поясов Роговского, работающие в режиме трансформатора тока, с экранирующим обратным витком и рассчитанные на фронты нарастания и длительности тока (50 нс/1 мкс). Так, варианты поясов для измерения симметричности тока, втекающего в анод по радиальным вводам, имели по 365 витков диаметром 10 мм на каркасе диаметром 100 мм, сопротивление шунта 10 Ом. Индуктивность составляла 48 мкГн. Один из поясов выполнен с сосредоточенным шунтом, другой – с распределенным шунтом (10 резисторов типа ТВО-0.25 по 1 Ом, включенных последовательно). На осциллограф сигнал с поясов Роговского заводится также с 30-кратным ослаблением. В итоге имеем на осциллографе 1095 А/В.

### 2.2.3. Токовый шунт: осевой

Для прямых измерений тока анода был создан коаксиальный шунт, выполненный в едином конструктиве блока анодного электрода. Его основу составляли малоиндуктивные резисторы типа ТВО-0,25 номиналом 1 Ом, которые с шагом  $18^\circ$  располагались равномерно по боковой поверхности цилиндра

изолятора у основания фланца цанги (общее количество 20 шт.). Сопротивление шунта составляет 0,05 Ом, что дополнительно проверено миллиомметром Е6-12 в частотном режиме. Паспортное значение минимальной резонансной частоты 2480 МГц для резисторов ТВО-0,25 позволяет ожидать удовлетворительные частотные характеристики шунта в пределах применяемых полос регистрации сигналов: 100, 200, 500 МГц и 1 ГГц. Сигнал с шунта заводился непосредственно на 75-омный кабель типа RG-6U, с обеспечением минимальной индуктивности в месте контакта. Собственный коэффициент деления шунта составляет  $K_{sh} = 20$  А/В. С учетом 30-кратного ослабителя (фактически, по результатам измерений – 29,4), получаем сигнал на входе осциллографа в масштабе 0,588 кА/В на согласованной нагрузке.

#### **2.2.4. Токовый шунт: обратного токопровода**

Для прямых измерений тока анода также дополнительно применялся коаксиальный шунт обратного токопровода. Выполненный на основе малоиндуктивных резисторов (ТВО- 0,25 номиналом 3 Ом – 319 шт. параллельно в разрыве цепи -обратного токопровода, по сути- внешней земли коаксиала установки, проходной шунт-диаметр коаксиала 2 м, согласующая нагрузка на кабель 75 Ом со стороны шунта), частотные характеристики шунта – полностью в пределах применяемых полос регистрации сигналов до 1,4 ГГц. Анодный (осевой) шунт измеряет параметры части тока разряда, вызванные его протеканием именно в осевой прианодной области пространства, в то время как шунт обратного токопровода измеряет весь суммарно протекший через него ток разряда по всему объему разрядного промежутка и окружающего его пространства. В частности, предымпулс тока через цилиндрическую обечайку в начальной (стримерной) стадии разряда.

### 2.2.5. Емкостной делитель

Емкостной делитель изображен на Рис. 2.7. За основу взят емкостной делитель напряжения водяной секции установки ЭРГ. Из-за существенного изменения емкости высоковольтного плеча, обусловленного  $\approx 40$ -кратным уменьшением диэлектрической постоянной среды (смена вода-масло), делитель рассчитан на работу в дифференцирующем режиме. Низкопотенциальной обкладкой является диск из нержавеющей стали диаметром 200 мм, установленный на диэлектрических вставках вдоль поверхности земляного электрода в одном из окон заднего фланца линии диаметром 900 мм. Зазор до заземленного фланца 8 мм, зазор до среза заднего колпака изолятора, являющегося ответной обкладкой, равен 510<sup>o</sup>мм. Коэффициент деления вычислен интегрированием по активному делителю с измеренным независимо, при начальной установке, коэффициентом деления. Собственный коэффициент деления составляет  $K_e=1,7 \times 10^{-5}$  [В/с]/В. С учетом 10-кратного ослабителя, на входе осциллографа имеем сигнал в масштабе 1,7 [кВ/нс]/В.

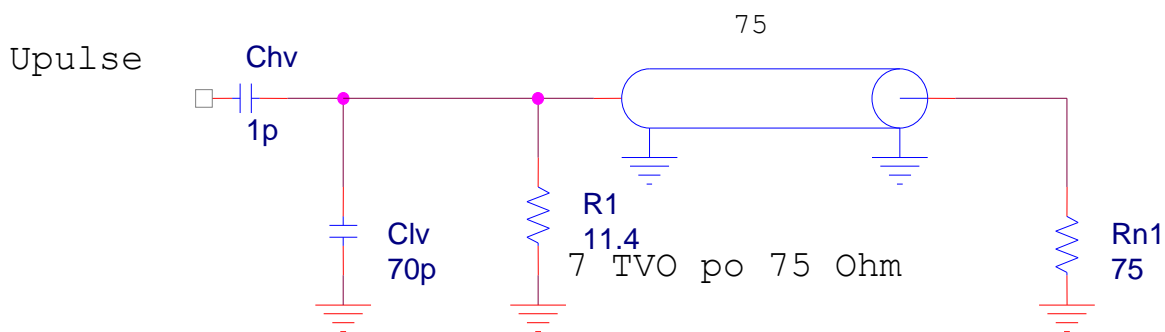


Рис. 2.7. Схема емкостного делителя.

### 2.2.6. Магнитные зонды

Магнитные зонды: измерение сигнала, пропорционального  $dB/dt = d(LI)/dt$ , производилось с помощью маловитковых катушек, имеющих по 3 витка диаметром 20 мм, защищенных диэлектрическими колпаками, размещенных в цанговых корпусах, обеспечивающих легкую ориентировку в пространстве. Зонды

устанавливались в отверстия обечайки на расстоянии 500 мм от центрального фланца изолятора с разнесением на  $90^\circ$  по азимуту. Для калибровки датчиков производной тока проведены выстрелы на индуктивную нагрузку. Разрядный промежуток замыкался проводящим стержнем диаметром 30 мм. Получаемая нагрузка имеет индуктивность  $\approx 700$  нГн. Сравнение проинтегрированных сигналов зондов с вычетом постоянной составляющей с сигналом шунта дает собственные размерные коэффициенты зондов. С учетом 30-кратного ослабителя, осциллограммы записывались в масштабе 0,110 [кА/нс]/В (№1) и 0,115 [кА/нс]/В (№2).

### 2.3. Оптические диагностики

Интегральные фотографии разрядов фиксировались в каждом выстреле с помощью системы цифровых боковых камер, закрепленных по периметру крайней обечайки установки ЭРГ. В зависимости от яркости регистрируемого объекта (стримеры, начальная стадия, основная стадия разряда) и необходимого диапазона длин волн, применялись нейтральные и цветные фильтры из оптического стекла, а также нейтральные фильтры фирмы Ноуа.

Такой тип интегральной съемки следов разрядов в видимом свете системой фотоаппаратов, установленных вдоль дуги  $102^\circ$ - дуги под углами (центр С,  $0^\circ$  = вертикаль,  $24^\circ$ ,  $48^\circ$ ,  $72^\circ$ ,  $102^\circ$  ~ горизонталь), перпендикулярного оси разряда, ведется на цифровые фотоаппараты Canon 1000D объективами с  $f = 28-57$  мм с расстояния порядка 2 м от разряда при большом поле зрения (~1-2 м). При съемке крупным планом с полем зрения менее 0,5 м применялся Canon 1000D с объективом  $f = 80-250$  мм. В зависимости от светимости регистрируемого объекта (стримеры, сквозная фаза, главная стадия разряда) и необходимого диапазона длин волн, применялись нейтральные и цветные фильтры из оптического стекла (ЗС-1, ЗС-2, ФС-1).

## 2.4. Система сцинтилляционных детекторов

Применение различных полупроводниковых детекторов, имеющих малые габариты, для измерения углового и пространственного распределения РИ высоковольтного атмосферного разряда и измерения энергии квантов, например, с помощью фильтров ступенчатого ослабления, невозможно в первую очередь из-за малой интенсивности излучения и его широкого энергетического спектра. Характерные масштабы длительности излучения меняются также в широком диапазоне (в зависимости от энергии квантов) от субнаносекунд до десятков и сотен наносекунд при его относительно невысокой интенсивности. Поэтому в наших экспериментах в качестве основных используются сцинтилляционные детекторы с сильноточными импульсными ФЭУ, которые обладают высокой чувствительностью и временным разрешением на уровне нескольких наносекунд. Из предварительных экспериментов по исследованиям анизотропии РИ лабораторного атмосферного разряда была видна существенная мелкомасштабность угловых вариаций интенсивности излучения, что требует большого количества детекторов. Кроме того, для защиты от мощных электромагнитных наводок от атмосферного разряда необходима тщательная экранировка детекторов.

Для регистрации излучений атмосферного разряда с временным разрешением на уровне нескольких наносекунд использовались сильноточные импульсные ФЭУ-30 с анодной чувствительностью 1000-5000 А/лм, состыкованные входным окном с быстрыми сцинтилляторами. Сцинтилляторы изготовлены из полистирола со сцинтиллирующими добавками (*p*-терфенил + РОРОР) и хорошо согласуются с ФЭУ в спектральной области 360 - 440 нм (с максимумом именно в 420 нм). Для улучшения светосбора сцинтилляторы окрашивались специальным отражающим составом и закрывались светоизолирующей пленкой со всех сторон за исключением обращенной к входному окну ФЭУ. Чтобы уменьшить световые потери, вызываемые переотражениями в воздушной среде на границе ФЭУ-сцинтиллятор,

сцинтиллятор и ФЭУ стыковались с использованием глицериновой смазки, позволяющей увеличить светосбор на 10%. Для обеспечения лучших амплитудных и временных характеристик сигнала ФЭУ использовались модифицированные по сравнению со стандартными делители напряжения. Сборка «сцинтиллятор+ФЭУ» монтировалась в герметичном алюминиевом корпусе с толщиной стенок 3 мм, обеспечивающим защиту от сильных электромагнитных наводок, генерируемых атмосферным разрядом. Для дополнительной защиты детектора от мощных электромагнитных наводок использовался спиральный магнитный экран, изготовленный из ленты (0,5×250 мм) высоконикелевого (82%) пермаллового сплава 79 НМ (относительная магнитная проницаемость  $\mu / \mu_0 = 4000$  или  $\mu = 2.2 \cdot 10^5$  Гс/Э), намотанный внутри алюминиевого корпуса. Использование магнитного экрана позволило существенно (на порядок) уменьшить уровень шумов ФЭУ во время разряда.



**Рис. 2.8.** Внешний вид детектора с извлеченным из корпуса фотоумножителем ФЭУ-30.

Внешне детектор представляет собой алюминиевый цилиндр диаметром  $d=106$  мм и высотой  $l=400$  мм, в основание которого вмонтированы герметично 2 разъема: один высоковольтный СР-75, предназначенный для питания ФЭУ, второй – ВНС-разъем, предназначенный для вывода сигнала с ФЭУ. Сигналы передавались по кабелям типа RG-11A/U длиной 25 метров на осциллографы, для защиты от наводок размещенные в заземленных стальных шкафах. Для того, чтобы

избежать искажения сигнала, было выполнено согласование длинной линии. Напряжение питания на детектор подавалось по дважды экранированному и покрытому дополнительной изоляцией высоковольтному (до 12 кВ) кабелю с диэлектриком на силиконовой основе.

Внешний вид детектора с извлеченным из корпуса фотоумножителем ФЭУ-30 показан на Рис. 2.8. Поскольку детекторы в сборке (сцинтиллятор + ФЭУ) имеют отличия в чувствительности, обусловленные разбросом характеристик ФЭУ, перед измерениями все детекторы калибровались с использованием импульсного рентгеновского источника РИНА. Для каждого детектора определялся поправочный коэффициент, который учитывался при обработке регистрируемых сигналов. В источнике РИНА используется рентгеновская трубка типа ИМА 6Д, запитываемая электрическими импульсами с пиковым напряжением 100 кВ, испускающая РИ длительностью около 10 нс, следующими с частотой до 10 Гц, с энергией около 0,15 Дж (пиковый ток около 100 – 120 А). Угловая расходимость РИ источника РИНА составляет  $\sim 30^\circ$ , диаметр фокального пятна  $\sim 2,5$  мм. После определения поправочного коэффициента для каждого детектора, проводилась дополнительная проверка правильности калибровки детекторов. Для этого осуществлялось одновременное измерение сигналов с трех детекторов (размещенных по углам равностороннего треугольника) или четырех детекторов (размещенных по углам квадрата), устанавливаемых на одном и том же расстоянии от источника. В повторной групповой калибровке один из калиброванных детекторов присутствовал в каждой сборке как контрольный.

Всего в экспериментах в разной комбинации использовалось 10 детекторов с цилиндрическими сцинтилляторами диаметром  $d=91$  мм и длиной  $l=50$  мм и еще 3 детектора, два из которых имели прямоугольные сцинтилляторы размером  $150 \times 150 \times 50$  мм, а третий детектор - цилиндрический сцинтиллятор ( $D = 50$  мм,  $l = 100$  мм), которые калибровались отдельно и использовались как реперные детекторы РИ, не связанные с системой цилиндрических детекторов. При установке детекторы располагались на изолирующей поверхности, что важно для



пресечения возникновения паразитных эффектов, обусловленных цепью заземления регистрирующей аппаратуры.

## **2.5. Заключение к главе 2.**

В работе исследовался атмосферный мегавольтный разряд в конфигурации «обратный конический катод-острие – сетчатый анод». Амплитуда импульса напряжения, приложенного к разрядному промежутку, составляла 1,2 МВ. Время нарастания напряжения, приложенного к разрядному промежутку - 220 нс. Общая длительность разряда - 1,5 мкс. Расстояние от кончика катодного острия до анода было равно 60,5 см. Разряд поджигался в атмосферном воздухе при атмосферном давлении.

Для проведения исследований создана новая диагностическая система сцинтилляционных детекторов РИ. Система позволяет измерять угловое (по отношению к оси разряда) распределения интенсивности РИ, испускаемого в разрядном промежутке, с разрешением  $\sim 10^\circ$ , пространственного местоположения источника излучения с пространственным разрешением  $\sim 12$  см и с временным разрешением 2-3 нс. Все регистрируемые зависимости интенсивности РИ от времени синхронизованы с временными зависимостями тока разряда и напряжения на разрядном промежутке, с точностью  $\sim 1$  нс. Система позволяет оценить спектральный состав излучения методом фильтров ступенчатого ослабления с толщинами свинца в диапазоне от 0 до 10 мм.

### **Положение, выносимое на защиту по итогам главы 2:**

Рентгеновское излучение атмосферного разряда с межэлектродным расстоянием порядка 1 м при максимальном приложенном напряжении  $\sim 1$  МВ и временем его нарастания  $\sim 200$  нс обладает наибольшей интенсивностью в конфигурации электродов «обратно-конический катод с остриём – сетчатый анод».

### **Глава 3. Угловая анизотропия рентгеновского излучения в мегавольтном атмосферном разряде**

Выявление механизмов генерации проникающего высокоэнергетического излучения в лабораторных электрических разрядах в атмосфере, а также установление связи между этими механизмами и процессами инициирования и развития натурной молнии, представляет в настоящее время значительный интерес [6,8-19,23,26,27]. В широком диапазоне охватываемых условий наблюдения и изучения как лабораторных мегавольтных разрядов, так и натуральных молний, многократно наблюдались сопутствующие вспышки РИ. В ходе этих исследований получено множество результатов, необъяснимых с точки зрения классической теории пробоя, в частности, в экспериментах [26-29] установлено, что электрическое поле в грозовых облаках существенно ниже критического поля классического электрического пробоя. Возможным объяснением этого служит пробой при размножении лавин убегающих электронов [26,27].

Анизотропия гамма-излучения в лабораторных атмосферных разрядах может возникать по следующим причинам. Если излучение является тормозным и возникает в результате торможения потока релятивистских электронов в среде, то оно должно обладать явно выраженным анизотропным характером, угловой растрор которого оценивается формулой (1.5) [22]. Следовательно, обнаружение сильной анизотропии (излучение с игольчатой диаграммой направленности) может свидетельствовать о наличии в разряде релятивистских электронов и их лавин. В этом случае угол, в пределах которого происходит регистрация излучения, согласно соотношению (1.5), позволяет оценить энергию электронов [22].

Таким образом, определение параметров угловой анизотропии РИ в случае, если излучение имеет тормозную природу, позволяет по угловым характеристикам индикатрисы РИ оценить энергию электронов, которые его вызывают. Динамика энергий электронов в разряде имеет определяющее значение для выяснения его механизма, в частности, для выяснения в изучаемом явлении роли пробоя на убегающих электронах. Отметим, что источников РИ в разряде может быть

несколько, и они могут иметь различную физическую природу, что может выражаться в различии энергетических, временных и пространственных характеристик испускаемого им излучения. Систематических измерений таких параметров РИ в лабораторном мегавольтном атмосферном разряде до настоящего времени проведено не было.

В настоящей главе приведены результаты исследований угловой (по отношению к оси разряда) анизотропии параметров жесткого РИ в начальной стадии мегавольтного лабораторного атмосферного разряда. Результаты, полученные в настоящей главе, опубликованы в работе [30]. Временная структура излучения и связь его параметров с зависимостями тока разряда и напряжения на разрядном промежутке от времени была исследована нами в работе [31]. Связь этих характеристик с пространственной структурой видимого излучения разряда изучена в работе [32]. Эксперименты проводились на установке ЭРГ при напряжении около 1 МВ, токе атмосферного разряда до 12 кА и длине разрядного промежутка 55 см. Длительность импульса напряжения составляла около 1 мкс с временем нарастания фронта импульса - 150-200 нс. Излучение регистрировалось сборкой из 10 одинаковых сцинтилляционных детекторов, установленных с шагом в  $10^\circ$ : от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  равномерно вдоль дуги окружности с радиусом кривизны 100 см. Для сепарации излучения с энергиями от 20 кэВ до 1,5 МэВ использовались фильтры ступенчатого ослабления из материалов: Al, Fe и Pb - различной толщины (Pb до 10 см).

### **3.1. Экспериментальная установка для измерения угловой анизотропии рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного разряда**

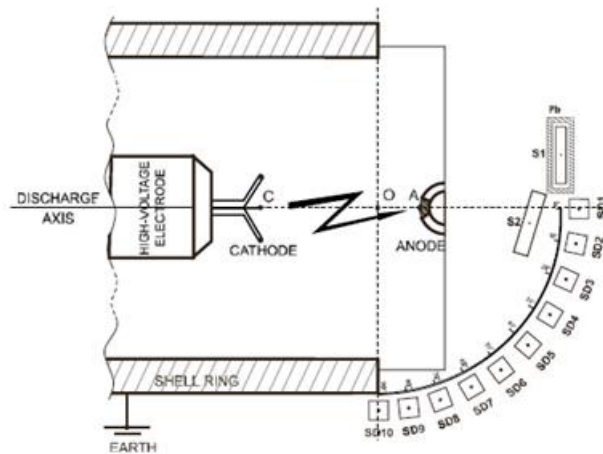
Схема экспериментальной установки ЭРГ (см. Гл. 2) показана на Рис. 2.1. Общая длительность импульса напряжения изменяется в зависимости от выбранной длины разрядного промежутка в диапазоне от 0,35 до 1 мкс со временем нарастания фронта импульса напряжения 150-200 нс, максимальным напряжением 1,2 МВ и током разряда 10 - 15 кА. В экспериментах использовалось сочетание электродов в форме обратного конуса с иглой на его внутренней оси в сечении

основания и полусферического сетчатого анода. Эта конфигурация электродов была выбрана из-за того, что такая конфигурация обеспечивает распределение электрического поля с более широкой областью поля, близкого к постоянному, в радиальном направлении в прикатодной зоне и обострением поля на оси.

Для регистрации излучения в атмосферном разряде с временным разрешением на наносекундном уровне использовался специальный высокоточный режим работы делителя фотоумножителя ФЭУ-30 с чувствительностью 1000-5000 А/лм; его входное окно состыковано с быстрыми органическими сцинтилляторами на основе пластика (цилиндрической геометрии: диаметр  $d=9,1$  см, длина  $l=5$  см). Сцинтилляторы изготовлены из полистирола, матрица молекул которого содержала сцинтиллирующие добавки (р-терфенил + РОРОР) и были подобраны для совпадения максимума спектральной чувствительности ФЭУ и максимума эффективности сцинтилляции в спектральном диапазоне 360-440 нм (при положении самого максимума у сцинтиллятора на длине волны в 420 нм).

Для изучения зависимости интенсивности РИ от угла по отношению к оси разряда (анизотропии) была собрана специальная диагностическая система: установка, состоящая из специально разработанных сцинтилляционных детекторов (см. п. 2.4 Гл. 2), с помощью которой были подготовлены и реализованы представленные ниже экспериментальные серии.

Сборка включала в себя 10 сцинтилляционных детекторов (SD1-SD10), установленных через каждые  $10^\circ$  вдоль дуги окружности с радиусом в 1 м вокруг её центра (Рис. 3.1), расположенного на оси разряда на расстоянии около  $2/3$  от длины разрядного промежутка между катодом и анодом, по направлению от катода. Далее в работе эти детекторы называются «детекторами на дуге». Все детекторы были расположены в горизонтальной плоскости оси разряда; ось разряда проходила через детектор SD1. Детектор SD10 находился на периферии дуги под углом  $90^\circ$  к оси разряда.



**Рис. 3.1.** Схема расположения детекторов в горизонтальной проекции установки.

Все детекторы на дуге были закрыты фильтрами равной толщины. Для выделения излучения с энергией фотонов выше 20 кэВ в качестве фильтра использовался материал самой конструкции корпусов приборов - алюминий толщиной 3 мм (кожух детектора). Для выделения излучения с энергией фотонов выше 100 кэВ использовался свинцовый фильтр толщиной 3 мм, а для выделения фотонов с энергией выше 350 кэВ использовался свинцовый фильтр толщиной 10 мм.

В дополнение к описанной выше установке было использовано еще два детектора с прямоугольными сцинтилляторами размером 150x150x50 мм: детектор S1 с высоким порогом отсечки и детектор S2 с низким порогом отсечки РИ. Детектор S1 был закрыт свинцовой пластиной толщиной 50 мм и регистрировал жесткую составляющую излучения. Сцинтиллятор детектора S2 был покрыт тонким слоем ( $\approx 10$  мкм) фольги из алюминия (Al) и непрозрачной бумаги. Он регистрировал мягкую составляющую излучения разряда с минимальной пороговой энергией 10 кэВ. Расположение детекторов показано на Рис. 3.1. ФЭУ, используемые в работе, обладают максимальным импульсным линейным током 0,5-0,6 А при нагрузке 75 Ом. При регистрации более ярких вспышек этот ФЭУ переходил в режим насыщения. Поэтому детектор S2 использовался в качестве индикатора наличия РИ и не используется для количественных исследований. На

Рис. 3.2 приведены фотографии установки, где представлено расположение детекторов излучений (виды установки сверху и сбоку).



**Рис. 3.2.** Фотографии установки для измерения угловой анизотропии РИ

Все детекторы были откалиброваны с использованием стандартного импульсного рентгеновского источника – импульсной рентгеновской трубки РИНА. Для каждого из детекторов был определен коэффициент корректировки, отражающий чувствительность детектора по отношению к РИ с одинаковыми параметрами. Все приведенные результаты скорректированы на основе полученных коэффициентов.

### **3.2. Теоретические оценки параметров тормозного излучения высоковольтного разряда в воздухе.**

В текущем разделе приводятся некоторые теоретические оценки параметров ТИ, ожидаемого в атмосферном высоковольтном разряде, на основе известных представлений об этом процессе. Будем предполагать, что в начальной стадии атмосферного разряда ТИ формируется пучком убегающих электронов. Рассмотрим характерные угловые распределения ТИ, формируемого пучком электронов в начальной стадии разряда в воздухе при атмосферном давлении на примере простейшей модели, не прибегая к численному моделированию, которое в полном объеме (с учетом образующейся нестационарной плазмы и ее свойств), а

также полученных экспериментальных данных, представляет собой отдельную сложную задачу, выходящую за рамки настоящей работы.

Итак, из-за сложности описываемого объекта часто приходится использовать значительно более простые модели. Так, в [33] убегание электронов и генерация излучения были рассчитаны с использованием кода GEANT без учета эффекта образующейся плазмы. Основная цель выполненных нами расчетов заключалась в определении формы угловых распределений излучения на разных уровнях отсечки энергии РИ и общей поглощенной энергии в сцинтилляторах, которые требуются для правильной интерпретации экспериментальных данных по анизотропии РИ, измеренных в рамках настоящей работы.

Рассмотрим простейшую модель. Пучок электронов будем характеризовать различными функциями распределения по энергии (ФРЭЭ) и предполагать для простоты, что он распространяется прямолинейно вдоль оси разрядного промежутка. Будем также считать, что энергия электрона остаётся постоянной, т.е. потери на излучение компенсируются ускорением частиц во внешнем поле, а также пренебрежем многократным рассеянием электронов. Учёт последнего приведёт лишь к незначительному в слаборелятивистском случае уширению углового распределения квантов. Т.е., фактически просуммируем попадающее на детекторы излучение отдельных электронов с различной энергией, количество которых в различных энергетических диапазонах задается ФРЭЭ.

В эксперименте регистрация излучения осуществляется сцинтилляционными детекторами, которые закрываются фильтрами ступенчатого ослабления различной толщины, не пропускающими кванты с энергией ниже некоторого значения  $k_{min}$ , излученные электронами с кинетической энергией  $W_0 > k_{min}$ . Для сравнения с экспериментальными данными расчеты проведены также с учетом отсечки квантов с энергией меньше некоторой заданной.

Приведенные ниже результаты имеют качественный характер, поскольку ни ток убегających электронов, ни длительность импульса тока, ни энергетическое

распределение электронов, формирующихся в начальной стадии разряда, в настоящее время не известны. Поэтому для оценок в расчетах в настоящем пункте мы используем либо произвольно выбранные ФРЭЭ, либо расчетные, полученные при анализе формирования пучков убегающих электронов [34-36], нормированные на одинаковое число электронов в пучке. Кроме того, будем считать, что сигнал, регистрируемый детекторами, пропорционален не количеству квантов, попадающих на детектор, а их общей (суммарной) энергии  $Q$ .

Параметры пучка электронов, использованные для оценок, следующие: ток 5 мА, длительность 100 нс, общее количество электронов  $\approx 3 \times 10^9$ . Детекторы, как и на Рис. 3.1, будем считать расположенными по окружности радиусом 1,0 м относительно катода. Длина разрядного промежутка 0,6 м. В экспериментах используются детекторы с цилиндрическими сцинтилляторами диаметром 90 мм, т.е. с площадью окна  $\approx 0.006 \text{ м}^2$ . Десять таких детекторов расположены по четверти периметра окружности через  $10^\circ$ . Приведенные ниже расчетные зависимости полной энергии квантов не непрерывные в зависимости от угла, а даны для конкретного места расположения соответствующих детекторов, т.е. точно.

Задача о расчете параметров ТИ электрона в толстой мишени с учётом его замедления рассмотрена, например, в работе [37]. Учет экранирования электрического поля сделан в [38]. В данном случае эти результаты плохо применимы, поскольку излучение возникает в воздухе при атмосферном давлении, в котором ионизационные потери электрона составляют всего несколько кэВ на сантиметр. Однако, при используемом в эксперименте расстоянии между катодом и анодом  $L = 50 - 80$  см разрядный промежуток является достаточно «толстым» для слабoreлятивистского электрона. Поскольку в эксперименте излучение возникает в области максимума напряжения, прикладываемого к разрядному промежутку и составляющему  $\sim 1$  МВ, можно рассматривать слабoreлятивистский случай.

Оценим сечение тормозного излучения в борновском приближении, когда начальная  $v_0$  и конечная  $v$  скорости электрона достаточно велики:  $Z/137 \approx 0,05 \ll v_0/c \approx \sqrt{2W_0/mc^2}$ . Здесь  $Z = 7$  порядковый номер атомов воздуха,  $m$  – масса



электрона,  $W_0$  – начальная кинетическая энергия электрона. Т.е. предполагается, что начальная энергия электронов должна превышать несколько кэВ. Соответственно, конечная кинетическая энергия  $W_{max}$  электрона также должна удовлетворять этому условию, иначе приближение Борна неприменимо.

С данными оговорками воспользуемся формулой для дифференциального сечения тормозного излучения кванта с энергией  $k$  в телесный угол  $d\Omega = d \cos \theta d\varphi$ , приведенных в работах [21,37]:

$$\frac{k d\sigma}{dk d\Omega} = \sigma_0 M, \quad M = M_1 + M_2 + M_3, \quad (3.1)$$

где

$$M_1 = \left( \frac{p}{p_0^3} \right) \left( \frac{8 \sin^2 \theta (2E_0^2 + 1)}{\Delta_0^4} + \frac{2(5E_0^2 + 2EE_0 + 3)}{\Delta_0^2} - \frac{2(p_0^2 - k^2)p_0^2}{Q^2 \Delta_0^2} + \frac{4E}{\Delta_0} \right), \quad (3.1a)$$

$$M_2 = \frac{L}{p_0^4} \left[ \frac{4E_0 \sin^2 \theta (3k - p_0^2 E)}{\Delta_0^4} + \frac{4E_0^2 (E_0^2 + E^2) + 2 - 2(7E_0^2 - 3EE_0 + E^2)}{\Delta_0^2} + \frac{2k(E_0^2 + EE_0 - 1)}{\Delta_0} \right], \quad (3.1б)$$

$$M_3 = -\frac{4\varepsilon}{p_0 \Delta_0} + \frac{\varepsilon_Q}{p_0 Q} \left[ \frac{4}{\Delta_0^2} - \frac{6k}{\Delta_0} - \frac{2k(p_0^2 - k^2)}{Q^2 \Delta_0} \right]. \quad (3.1в)$$

$$\sigma_0 = \frac{(Zr_0)^2}{8\pi 137} \approx 1,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Здесь энергии  $E_0, E, k$  и импульсы  $p_0, p$  безразмерны (в единицах  $mc^2/e$  и  $mc$ , соответственно):

$$E_0 = 1 + W_0, \quad E = E_0 - k, \quad p_0 = \sqrt{E_0^2 - 1}, \quad p = \sqrt{E^2 - 1}, \quad \Delta_0 = E_0 - p_0 \cos \theta, \quad (3.1г)$$

$$Q^2 = p_0^2 + k^2 - 2p_0 k \cos \theta, \quad \varepsilon = \ln \left( \frac{E + p}{E - p} \right), \quad \varepsilon_Q = \ln \left( \frac{Q + p}{Q - p} \right), \quad L = \left( \frac{EE_0 - 1 + pp_0}{EE_0 - 1 - pp_0} \right). \quad (3.1д)$$

Правильность приведенных выражений можно проверить переходом к нерелятивистскому пределу:  $p_0 \ll 1, p \ll 1$ . В этом случае

$$M_1 \approx 8(1 - 3 \cos^2 \theta) / p_0^2, \quad M_2 \approx 4 \ln \left( \frac{p_0 + p}{p_0 - p} \right) (3 - 2 \sin^2 \theta) / p_0^2, \quad M_3 \approx 4 \ln \left( \frac{p_0 + p}{p_0 - p} \right) / p_0^2. \quad (3.2)$$

$$\frac{k d\sigma}{dk d\Omega} \approx \frac{8\sigma_0}{p_0^2} \left[ (1 - 3\cos^2 \theta) + \ln \left( \frac{p_0 + p}{p_0 - p} \right) (2 - \sin^2 \theta) \right]. \quad (3.2a)$$

Проинтегрировав (3.2a) по углам излучения, получим известную формулу (28.4.2) из [36]

$$\frac{k d\sigma}{dk} \approx \sigma_0 8\pi \frac{16}{3p_0^2} \ln \left( \frac{p_0 + p}{p_0 - p} \right). \quad (3.3)$$

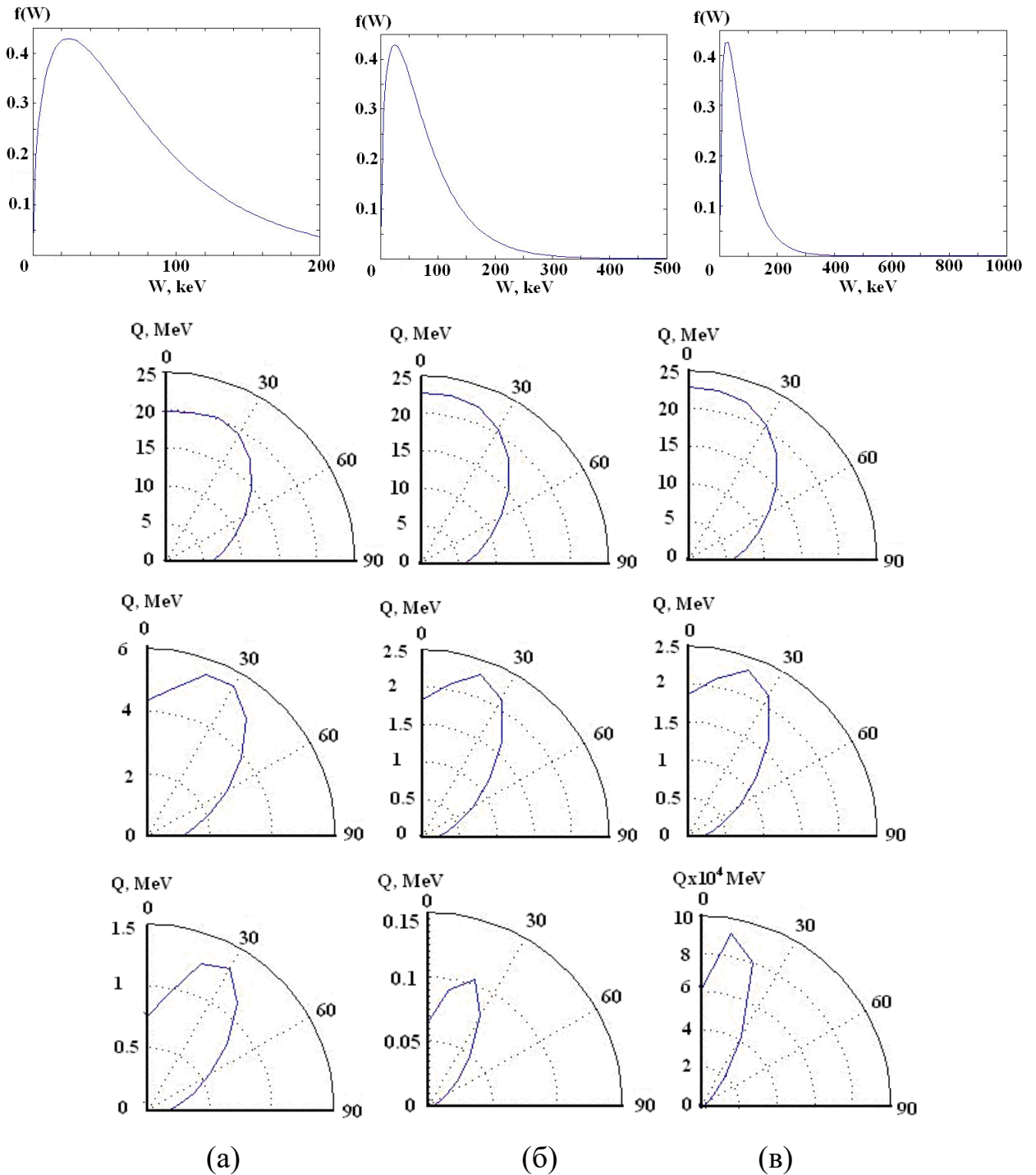
Использованное борновское приближение справедливо при условии, что  $Z/137 \ll v_0/c$ . Для воздуха ( $Z=7$ ) это означает, что  $W_0 > 0,6$  кэВ. Следовательно, используя приведенный математический аппарат, можно рассматривать как нерелятивистский случай, например,  $W_0 = 10$  кэВ, так и релятивистский случай, например,  $W_0 = 10000$  кэВ. В обоих случаях формулы существенно упрощаются, они приведены в [21]. Сравнение расчетных интегральных по углам сечений в этих двух предельных случаях с результатами, полученными по формулам из [21] подтверждает правильность вычислений.

Далее приведены результаты расчетов угловых распределений для разных ФРЭЭ по формуле (3.1). Были изучены следующие ФРЭЭ:

1) максвелловская ФРЭЭ с достаточно большой «температурой»  $T_M$  с максимальной энергией электронов  $W_{max}$  (при небольшой «температуре» функция распределения очень узкая, и, хотя количество высокоэнергичных электронов мало, количество низкоэнергичных электронов еще меньше, поэтому угловое распределение излучения в этом случае слабоанизотропно даже при невысоких значениях  $W_{max}$ )

$$f(W) = \exp(-W/T_M) \sqrt{W/T_M} \quad (3.4)$$

2) произвольная ступенчатая ФРЭЭ в диапазоне энергии от 0 до  $W_{max}$ , до некоторой степени моделирующая степенную функцию распределения.



**Рис. 3.3.** Максвелловские ФРЭЭ с  $T_M = 50$  кэВ и  $W_{\max} = 200$  кэВ (а), 500 кэВ (б) и 1000 кэВ (в) (верхний ряд). По вертикали под каждой ФРЭЭ приведены соответствующие им расчетные угловые распределения суммарной энергии квантов  $Q$ , регистрируемых детекторами, при минимальном значении энергии регистрируемых квантов выше  $k_{\min} = 10$  кэВ (второй ряд сверху); выше  $k_{\min} = 50, 100$  и  $100$  кэВ (третий ряд сверху, энергии относятся к столбцам (а), (б) и (в) соответственно) и выше  $k_{\min} = 100, 250$  и  $500$  кэВ (самый нижний ряд, так же).

3) ФРЭЭ в атмосферном разряде, приведенные в работах [34-36], в которых энергетический спектр убегающих электронов в области высоких энергий имеет вид  $f(W) \sim W^{-\beta}$ . Отметим, что данные по показателю степени  $\beta$  в различных публикациях различны. Так,  $\beta \approx 0,8$  в [34], а в чуть более поздней работе [35]  $\beta \approx 1,2$ . Затем в работе [36] указывается  $\beta \approx 1$ , но с пиком в области максимальных энергий.

Качественный вид вычисленных индикатрис ТИ для всех рассчитанных видов ФРЭЭ имеет близкий вид. На Рис. 3.3 показаны результаты расчетов угловых распределений суммарной энергии квантов  $Q$ , попадающих на детекторы, расположенные под разными углами, для максвелловского распределения с  $T_M = 50$  кэВ и  $W_{\max} = 200$  кэВ, 500 кэВ и 1000 кэВ, при минимальном значении регистрируемых энергий квантов, равном  $k_{\min}$ , которое для расчетных кривых на Рис. 3.3 составляет 100, 250 и 500 кэВ. Минимальное значение энергии квантов  $k_{\min}$  имитирует присутствие фильтров различной толщины, закрывающих детекторы, и не пропускающих РИ с энергией менее  $k_{\min}$ . На круговых угловых диаграммах приведена суммарная энергия квантов  $Q$  (в МэВ), излученных под данным углом. Поскольку в эксперименте детекторы закрывают лишь четверть окружности (сектор размером  $90^\circ$ ) в горизонтальной плоскости в передней полусфере, расчетные зависимости, обладающие вращательной симметрией относительно вертикальной оси, также приведены для четверти длины окружности.

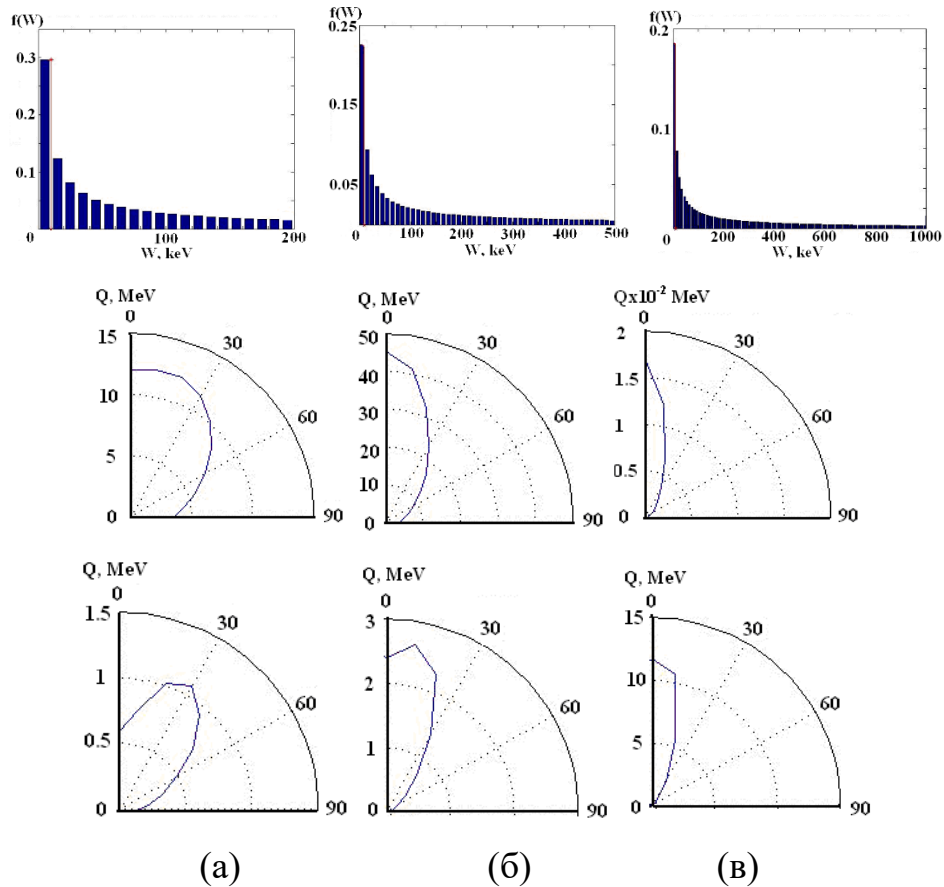
Из Рис. 3.3 видно, что в случае, если детекторы закрыты фильтром, не пропускающим только низкоэнергичные кванты (с энергией ниже 10 кэВ, второй ряд), угловые распределения интенсивности ТИ практически идентичны, хотя обладают выраженной анизотропией. В то же время, в приосевой области в пределах от  $0^\circ$  до  $30^\circ$  они практически изотропны. Для более толстых фильтров, подавляющих кванты с энергией меньше 50 и 100 кэВ, в распределениях энергии ТИ появляется провал на оси. Распределение энергии ТИ становится анизотропным с максимумом под углом примерно  $30^\circ$ . Следовательно, вычисления показывают, что внеосевой максимум индикатрисы ТИ вполне возможен.

Также важно, что интенсивность излучения жестких квантов становится на порядок меньше по сравнению со случаем тонкого фильтра, пропускающего все излученные кванты с энергией выше 10 кэВ. В случае толстых фильтров, не пропускающих кванты с энергией ниже 250 кэВ и 500 кэВ (четвертый сверху ряд, две правые колонки) максимум распределения смещается в сторону оси. Пик распределения зависит от максимальной энергии электронов в спектре пучка и смещается от  $30^\circ$  при максимальной энергии 200 кэВ до  $\sim 10^\circ$  для максимальной энергии 1000 кэВ и толстых фильтров. Кроме резкого сужения углового распределения, резко уменьшается суммарная энергия квантов, попадающих на детектор, что соответствует резкому падению сигнала с детектора, что усложняет их регистрацию. Так, для варианта, показанного в правой колонке, интенсивность излучения жестких квантов падает на 4 порядка. Этот факт означает существенные сложности в регистрации таких сигналов, так как их амплитуда находится на пороге чувствительности измерительных детекторов.

Для ФРЭЭ убегающих электронов вида  $f(W) \sim W^\beta$ , опубликованных в работах [34-36], результаты расчетов имеют похожий вид. Угловые распределения при  $\beta = 0,8$  и минимальной энергии пропускаемых фильтром квантов  $k_{min} = 10$  кэВ приведены на Рис. 3.4 для максимальных энергий  $W_{max} = 200, 500$  и 1000 кэВ. Из Рис. 3.4 видно, что при степенной ФРЭЭ также возможно формирование внеосевых индикатрис ТИ. Любопытно отметить, что при регистрации квантов с энергией более 10 кэВ полная энергия квантов, попадающих на детектор, растет на порядок при увеличении максимальной энергии электронов от 200 кэВ до 1 МэВ (средний ряд) в отличие от случаев максвелловского распределения (Рис. 3.3), где она изменялась крайне незначительно из-за существенно меньшего количества высокоэнергичных электронов.

Для ФРЭЭ, описывающего пробой на убегающих электронах в случае сильного электрического поля, на «хвосте» функции распределения в области максимальных энергий присутствует пик [36]. Выберем для качественных оценок значение относительного числа электронов, содержащихся в этом

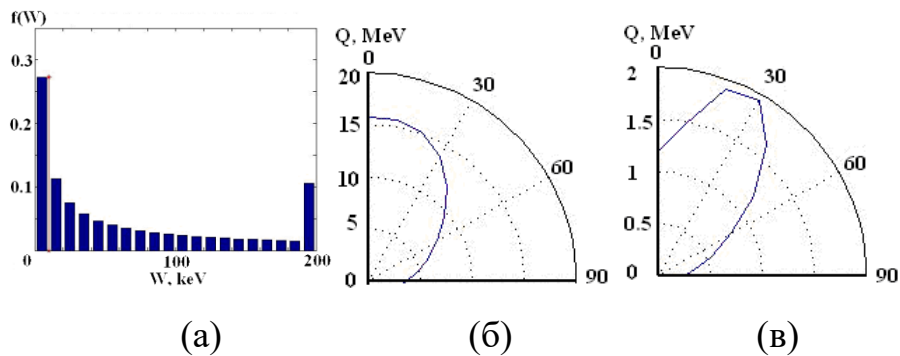
высокоэнергетическом пике, на уровне 10% от полного числа электронов. При небольшой максимальной энергии  $W_{\max} = 200$  кэВ и  $\beta = 0,8$  (Рис. 3.5) результаты не отличаются качественно от случая максвелловского распределения (Рис. 3.3), так и распределения без пика в области максимальных энергий (Рис. 3.4).



**Рис. 3.4.** Верхний ряд: степенные ФРЭЭ с  $W_{\max} = 200$  кэВ (а), 500 кэВ (б) и 1000 кэВ (в) с показателем  $\beta = 0,8$  и соответствующие им расчетные угловые распределения суммарной энергии квантов  $Q$  при минимальной регистрируемой энергии квантов  $k_{\min} = 10$  кэВ (средний ряд), и  $k_{\min} = 100, 250$  и 500 кэВ соответственно (нижний ряд).

Однако, как при  $\beta = 0,8$ , а тем более при  $\beta = 1,2$ , наличие пика ФРЭЭ в области максимальных энергий приводит к тому, что с увеличением максимальной энергии  $W_{\max}$  угловое распределение приближается к узконаправленному с максимумом на оси разрядного промежутка. Из-за уменьшения количества квантов низкой энергии, обусловленного видом ФРЭЭ, и наличия пика в области максимальных

энергий, угловое распределение суммарной энергии испущенных квантов имеет вид, аналогичный показанному на Рис. 3.4 в правой колонке. Игольчатый характер углового распределения излучения с максимумом на оси сохраняется и при высокой минимальной регистрируемой энергии квантов в отличие от максвелловской ФРЭЭ, для которых максимум излучения формировался не на оси, а под некоторым углом к ней (Рис. 3.3).

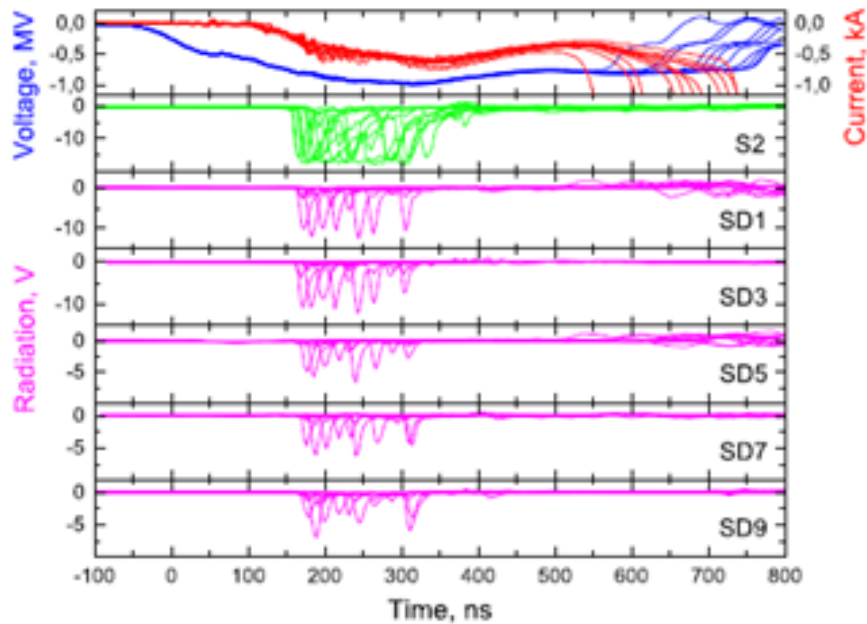


**Рис. 3.5.** (а) - Степенная ФРЭЭ с показателем  $\beta = 0,8$  с  $W_{max} = 200$  кэВ с дополнительным пиком в области высоких энергий и расчетные угловые распределения суммарной энергии квантов  $Q$  при поглощении в фильтре ступенчатого ослабления квантов с энергией ниже  $k_{min} = 10$  кэВ (б) и  $k_{min} = 100$  кэВ (в).

Приведенный анализ показывает, что, в принципе, по виду индикатрисы РИ атмосферного мегавольтного разряда, измеренного с использованием различных фильтров ступенчатого ослабления, можно сделать оценку не только энергии электронов, но и их ФРЭЭ. В то же время, эти оценки являются лишь приближенными и иллюстрируют картину только качественно. Действительно, определить ФРЭЭ на основе сопоставления эксперимента и расчета невозможно как из-за низкой точности измерений, так и из-за недостаточной точности самого расчета. Более точные измерения будут выполнены в последующих работах иными методами.

С другой стороны, вычисления, проведенные в настоящем пункте одинаково для разных взятых ФРЭЭ показывают, что ТИ электронов с энергией на уровне сотен кэВ соответствует широкому угловому раствору индикатрисы РИ, составляющему  $\sim 50^\circ$  и более градусов, а ТИ электронов с энергией на уровне

$\sim 1$  МэВ -  $\sim 10^\circ$ , - то есть узкой игольчатой индикатрисе РИ. Далее приведены экспериментальные результаты анизотропии РИ лабораторного атмосферного мегавольтного разряда в геометрии, соответствующей расчетной. Отметим, что оценка, ставящая в соответствие углового раствора в  $10^\circ$  энергии электронов в 1 МэВ, может быть завышенной из-за неточности расчетов, и принимается в качестве оценки по порядку величины.



**Рис. 3.6.** Сопоставление осциллограмм зависимостей тока разряда и напряжения на разрядном промежутке (верх) и синхронизованных с ними зависимостей интенсивностей сцинтилляции детекторов РИ (S2, SD1-SD9) от времени. Наложение на одном графике кривых для 11 выстрелов.

### 3.3. Измерение угловых распределений тормозного излучения высоковольтного атмосферного разряда.

#### 3.3.1. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 20 кэВ.

В данных экспериментах все детекторы, расположенные на  $90^\circ$ - дуге, не закрывались дополнительными фильтрами. В качестве фильтра использовались корпуса детекторов, изготовленные из Al толщиной в 3 мм. В этом случае порог пропускания РИ составлял 20 кэВ.

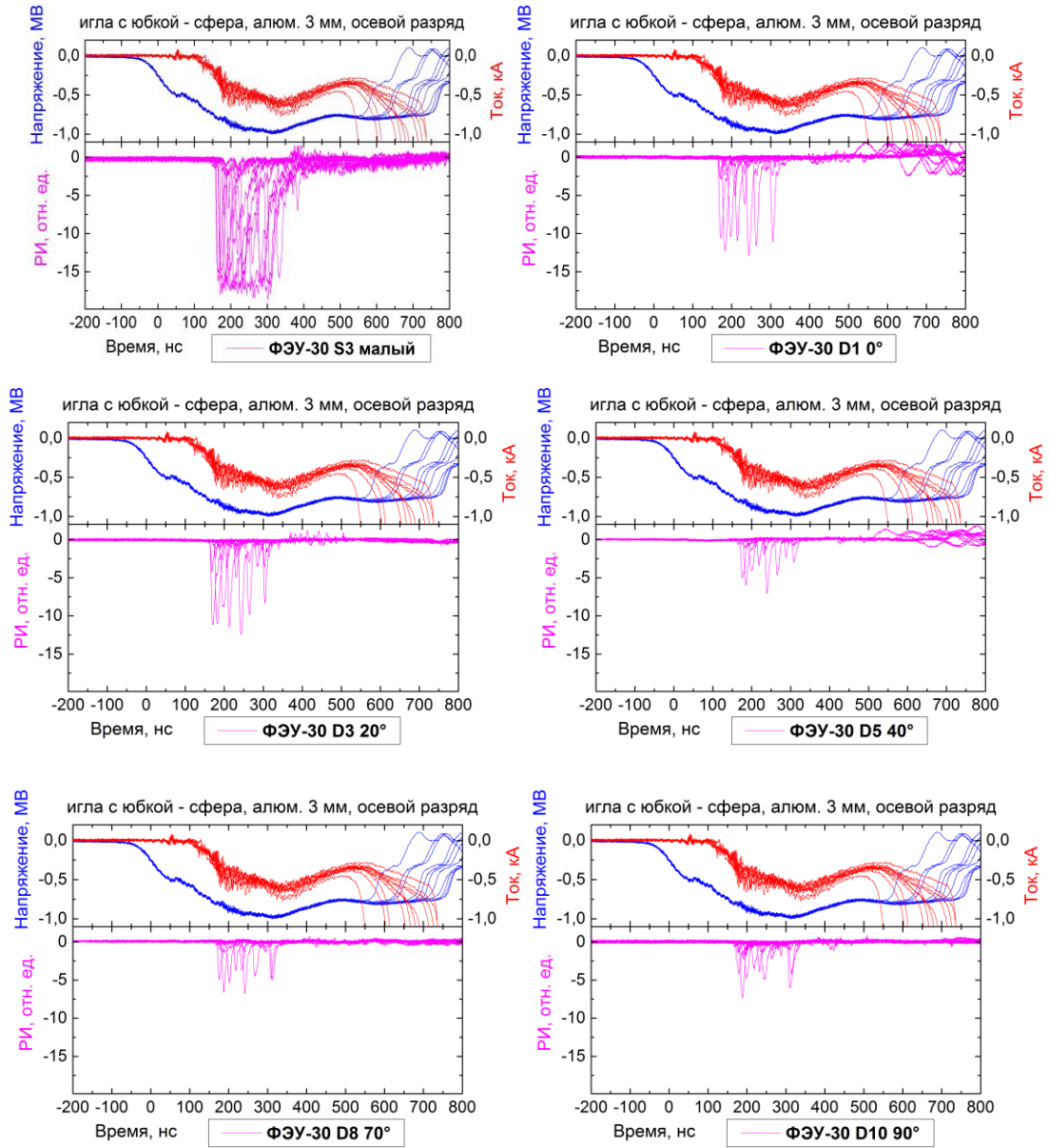


Полученные данные приведены на Рис. 3.6. Установлено, что при регистрации одного импульса РИ детектором S2 наблюдается многолепестковая диаграмма направленности РИ, вид которой различен в разных разрядах. Та же ситуация наблюдается и в случае, если в одном разряде детектор S2 регистрирует несколько импульсов. В этом случае для каждого из импульсов, регистрируемых детектором S2, детекторы на дуге регистрируют разные также, вообще говоря, многолепестковые диаграммы направленности РИ.

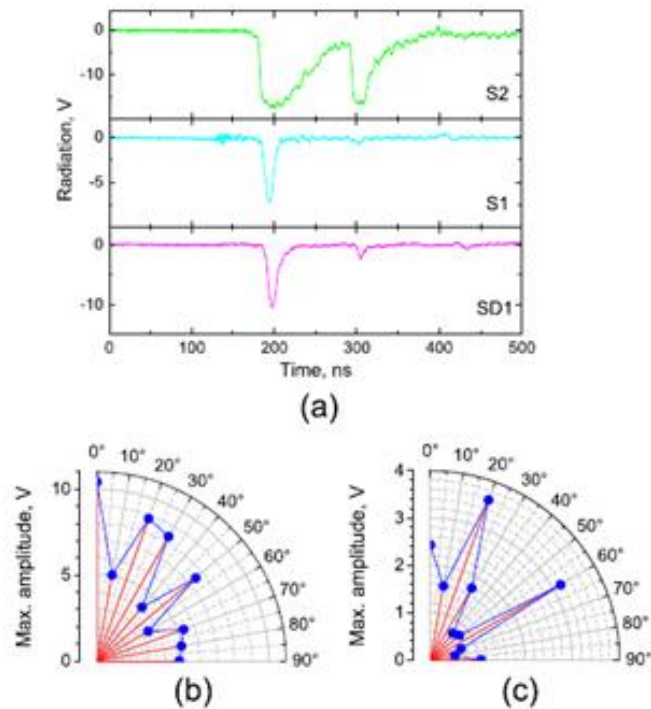
Полезную информацию дает наложение зависимостей интенсивности РИ от времени нескольких разрядов одной серии на одном графике. На Рис. 3.7 показаны наложенные друг на друга сигналы зависимостей силы тока разряда и напряжения на разрядном промежутке (верхний рисунок) для 11 выстрелов, сигналы РИ с энергией квантов выше 10 кэВ (второй рисунок по вертикали) и сигналы излучения с энергией выше 20 кэВ с детекторов, расположенных по окружности под углами  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $70^\circ$  и  $90^\circ$ . Видно, что РИ возникает в моменты времени 200-400 нс на предымпульсе тока, по обе стороны от максимума напряжения. Импульсы приблизительно равномерно заполняют временной интервал от 150 до 350 нс.

Из Рис. 3.7 видно, что сигналы со сцинтилляционных детекторов, расположенных под разными углами, также примерно однородно заполняют указанный временной промежуток. Амплитуда сигналов падает в 2 - 3 раза по мере увеличения угла от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  (предел шкалы на трех нижних панелях SD5, SD7 и SD9 также пропорционально уменьшается), но остается заметной и в направлении перпендикулярном оси. Энергии отсечки квантов в 20 кэВ оказывается недостаточно, чтобы более четко выделить структуру излучения разряда.

Далее приводится ряд измеренных в работе индикатрис интенсивности РИ для квантов с энергией от 20 кэВ и более. Все они выполнены в одинаковой экспериментальной геометрии. Однако от разряда к разряду, как будет видно из приведенных изображений, имеет место значительное изменение полученных картин угловой зависимости интенсивности РИ.

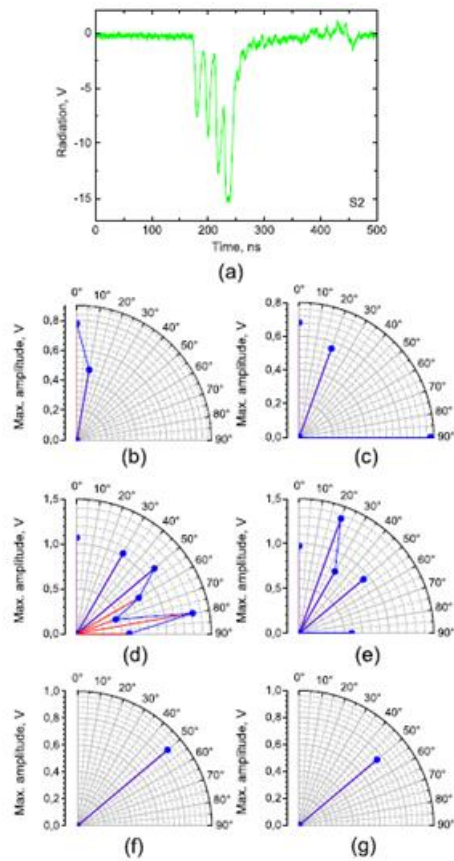


**Рис. 3.7.** Наложение временных зависимостей сигналов детекторов и электрофизических параметров разряда для 11 выстрелов. Вверху – напряжение и начальная часть (предымпулс) тока разряда, ниже – зависимости интенсивности РИ от времени, зарегистрированные детектором S3 и дуговыми детекторами SD1, SD3, SD5, SD7 и SD9, расположенными через 20°. относительно друг друга.



**Рис. 3.8.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2, высокопороговым детектором S1 и одним из детекторов на дуге (SD1); (b), (c) – угловые распределения интенсивности излучения для двух вспышек РИ, соответствующих интегральному по спектру излучению с энергией фотонов более 20 кэВ, зарегистрированные через 200 нс (b) и 300 нс (c) после достижения приложенным напряжением уровня в 50% от максимального).

Так, на Рис. 3.8 (а) показаны сигналы, обнаруженные низкопороговым детектором S2, регистрирующим фотоны с энергией от 10 кэВ, и высокопороговым детектором S1, закрытым слоем свинца толщиной 50 мм, а также детектором SD1, расположенным на дуге. Установлено, что длительность двух последовательных импульсов РИ с энергиями фотонов от ~10 кэВ и выше превышает 100 и 50 нс соответственно, для квантов с энергией от 20 кэВ и выше она составляет уже менее 20 нс, а для наиболее жестких квантов – еще в ~2 раза менее. Измеренные в работе зависимости интенсивности РИ от угла по отношению к оси разряда для двух последовательных вспышек РИ, возникающих на 200-ой наносекунде и на 300-ой наносекунде, приведены на Рис. 3.8 (b) и 3.8 (c) соответственно.



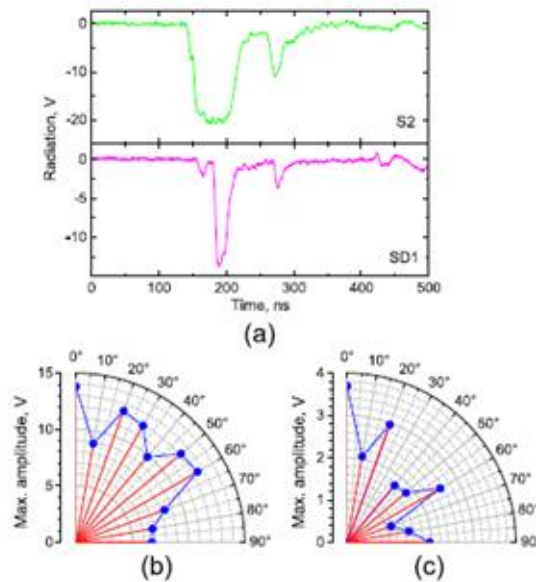
**Рис. 3.9.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2; (b)-(g) – индикатрисы РИ, соответствующие каждому из импульсов РИ, зарегистрированных низкопороговым детектором в момент времени 179 нс (b), 200 нс (c), 220 нс (d), 238 нс (e), 256 нс (f) и 266 нс (g).

На Рис. 3.8 (b) изображена многоигльчатая индикатриса, обладающая четырьмя максимумами интенсивности в области  $0^\circ$ ,  $25^\circ$ ,  $50^\circ$  и  $70^\circ$ . С другой стороны, на Рис. 3.8 (c) наиболее выражены уже два максимума в области  $20^\circ$  и  $60^\circ$ . Сигналы на детекторе S2 иногда представляли собой серию коротких (длительностью  $\sim 20$  нс) импульсов РИ. На Рис. 3.9 приведены индикатрисы каждого из этих импульсов. Установлено, что три импульса РИ (на 179-ой, 256-ой и 266-ой наносекундах) имеют одноигльчатую индикатрису, а импульс на 200-ой наносекунде имеет двуигльчатую, на 220-ой и на 238-ой – четырехигльчатую индикатрису.

Из Рис. 3.8 (c) и Рис. 3.9 видно, что в ряде разрядов возникает излучение, обладающее достаточно узкой угловой направленностью. Так как угловое

разрешение измерительной системы составляет  $\sim 10^\circ$ , то, следовательно, на основе описанных выше оценок можно сделать вывод, что в случае индикатрис, приведенных на Рис. 3.8 (с) и Рис. 3.9, энергия квантов составляла по порядку  $\sim 1$  МэВ, что соответствует значению приложенного в этот момент напряжения.

В ряде экспериментов, проведенных в этих же условиях, установлено, что индикатриса РИ имеет иной вид. Пример этого приведен на Рис. 3.10. В этой серии измерений, в отличие от описанной выше, индикатриса РИ не имеет игольчатого вида. Такие картины наблюдаются для наиболее интенсивных вспышек. Если суммарная интенсивность вспышки ниже, то, как правило, наблюдается картина, изображенная на Рис. 3.8-3.9.



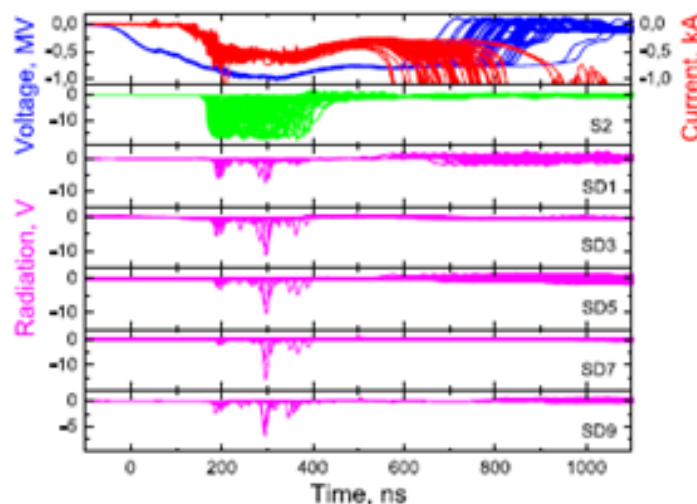
**Рис. 3.10.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2 (верх) и детектора на дуге SD1 (низ) ; (b)-(с) – индикатрисы РИ, соответствующие каждому из импульсов РИ, зарегистрированных низкопороговым детектором в момент времени 200 нс (b) и 285 нс (с).

Таким образом, в результате экспериментов по измерению угловой анизотропии РИ атмосферного лабораторного мегавольтного разряда для интегрального по энергии квантов РИ с энергией фотонов от 20 кэВ и выше в большинстве измерений наблюдается многолепестковая диаграмма

направленности, содержащая до 4-5 лепестков, направление которых варьируется от направления вдоль оси разряда до направления, перпендикулярного ей. В целом узконаправленное излучение накладывается на достаточно широконаправленное. Далее изучаются свойства РИ с более жесткими энергиями квантов, которое является составной частью кривых, приведенных на Рис. 3.8-3.10.

### 3.3.2. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 100 кэВ.

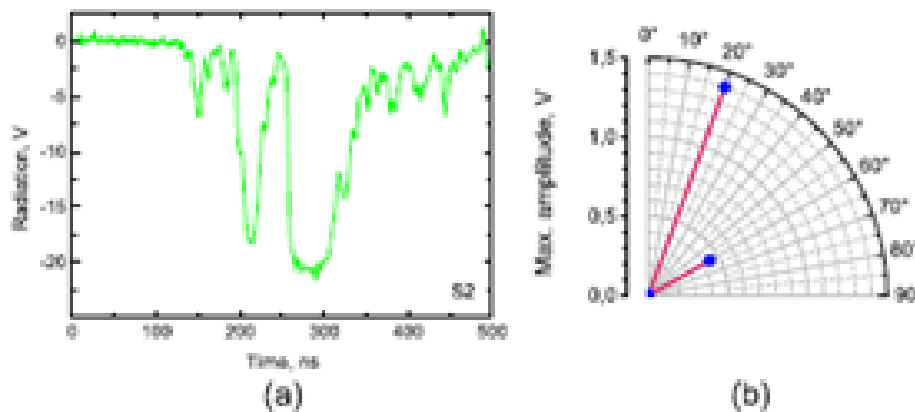
В этих экспериментах все детекторы на дуге были покрыты дополнительным свинцовым фильтром толщиной 3 мм, который обеспечивал десятикратное ослабление РИ с энергией 100 кэВ. Соответственно, мы считаем, что наименьшая энергия фотонов РИ, регистрируемая в этой серии, составляет ~100 кэВ.



**Рис. 3.11.** Сопоставление осциллограмм зависимостей тока разряда и напряжения на разрядном промежутке (верх) и зависимостей интенсивностей сцинтилляции детекторов РИ (S2, SD1-SD9) от времени, соответствующих наложению 60 выстрелов. Детекторы SD1-SD9 закрыты свинцовыми фильтрами толщиной 3 мм.

На Рис. 3.11 показаны наложенные зависимости тока и напряжения от времени (верхняя панель) для 60 выстрелов, зависимости интенсивности РИ от времени, полученные детектором S2 (с энергиями фотонов выше 10 кэВ) и зависимости интенсивности от времени РИ с энергиями выше 100 кэВ, измеренные детекторами SD1, SD3, SD5, SD7 и SD9, закрытыми фильтрами из свинца

толщиной 3 мм. В отличие от Рис. 3.6, все детекторы на дуге показывают, что в процессе развития разряда имеются три группы вспышек (с суммарной характерной длительностью группы вспышек 90-100 нс), которые сопровождаются генерацией излучения с энергиями фотонов выше 100 кэВ. Моменты возникновения этих вспышек на Рис. 3.11 равны, соответственно, ~200, ~300 и ~400 нс. При пороговой энергии 100 кэВ максимальные амплитуды сигналов от детекторов на дуге близки к тем, что получены для пороговой энергии 20 кэВ (Рис. 3.6).



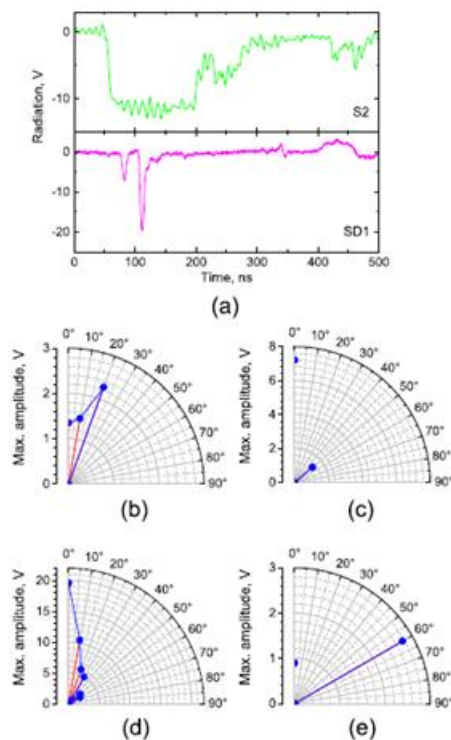
**Рис. 3.12.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкороговым детектором S2; (б) Индикатриса РИ с энергией кванта более 100 кэВ, соответствующая вспышке в момент времени 285 нс.

Также, как и в случае регистрации фотонов с энергией 20 кэВ, в разных разрядах зарегистрированы разные картины. Так же наблюдаются и многолепестковая индикатриса, и угловое распределение, близкое к равномерному, и их наложение. Пример игольчатой индикатрисы РИ с энергией фотонов более 100 кэВ приведен на Рис. 3.12. На основе данных, приведенных на Рис. 3.12, установлено, индикатриса РИ имеет двухлепестковый вид с максимумами в области 20° и 60°. Другой пример анизотропии РИ с энергией кванта 100 кэВ приведен на Рис. 3.13. Обнаружены одно- и двухигольчатые индикатрисы. Видно, что на Рис. 3.12 и Рис. 3.13 (с) и (е) наблюдается излучение, соответствующее, согласно приведенным теоретическим оценкам, торможению электронов с энергией ~1 МэВ, которое так же часто распространяется под достаточно



большими углами к оси разряда. В то же время, в ряде выстрелов оно распространялось вдоль оси (Рис. 3.13 (d)).

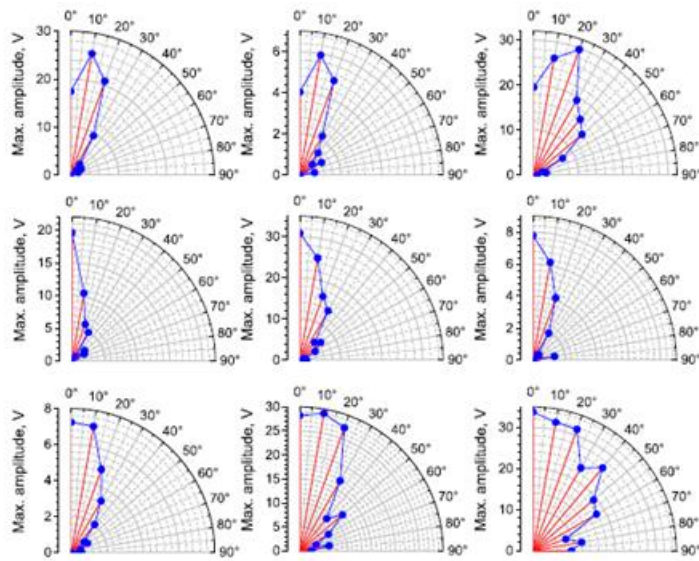
В отличие от индикатрис РИ, измеренных в п. 3.3.1, соответствующих энергии квантов от 20 кэВ и выше, которые во всех выстрелах значительно отличались от полученных на основе оценок в п. 3.2, индикатрисы РИ, соответствующие энергии квантов от 100 кэВ и выше во многих разрядах оказались похожи на расчетные. Такие кривые приведены на Рис. 3.14. Здесь даны измеренные нами индикатрисы РИ, которые хорошо описываются либо тормозным излучением с максвелловской ФРЭЭ при  $T_M = 50$  кэВ, либо степенной ФРЭЭ  $f(W) \sim W^{-\beta}$  при  $\beta = 0,8$ , либо их наложением. В этих экспериментах излучения с узким угловым раствором индикатрисы ( $\Delta\theta \sim 10^\circ$ ) не зарегистрировано.



**Рис. 3.13.** (a) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2; (b)-(e) – индикатрисы РИ, соответствующие каждому из импульсов РИ, зарегистрированных низкопороговым детектором в момент времени 60 нс (b), 80 нс (c), 115 (d) и 225 нс (e) при энергии кванта РИ от 100 кэВ и более.



Из Рис. 3.14 видно, что, если считать шириной углового раствора индикатрисы РИ значение, при котором интенсивность РИ падает примерно в 2 раза, то кривые, приведенные на этом рисунке, соответствуют угловым растворам  $\Delta\theta \sim 40^\circ, \sim 60^\circ, \sim 70^\circ, \sim 120^\circ$  и  $\sim 140^\circ$ . Можно видеть, что характерные масштабы энергий электронов, ТИ которых обладает индикатрисой, близкой к измеренной в настоящей работе, в целом соответствуют современным представлениям о физике газового разряда.

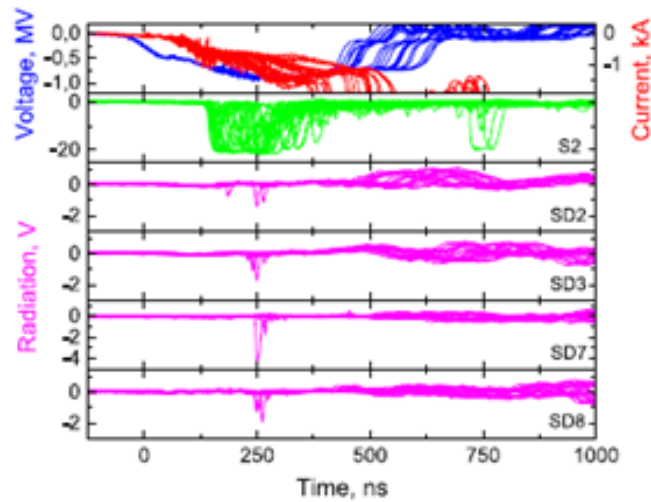


**Рис. 3.14.** Примеры экспериментальных угловых зависимостей интенсивности РИ с энергией фотона 100 кэВ и выше. Верхний ряд – наиболее близкие к соответствующим ТИ пучка электронов с максвелловской ФРЭЭ при  $T_M = 50$  кэВ, средний ряд – наиболее близкие к ТИ пучка со степенной ФРЭЭ  $f(W) \sim W^{-\beta}$  при  $\beta = 0,8$ , нижний ряд – комбинация максвелловской и степенной ФРЭЭ.

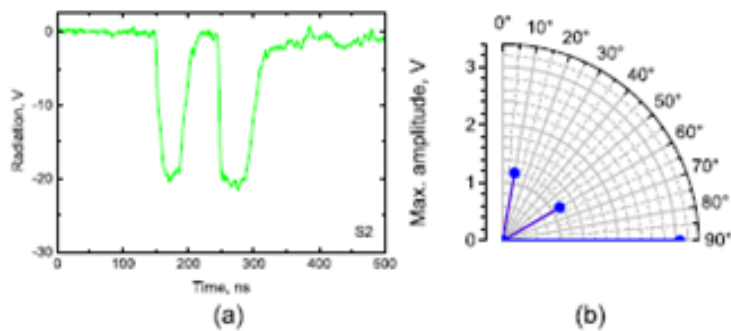
### 3.3.3. Измерения угловых распределений интенсивности излучения в диапазоне энергий фотонов выше 300 кэВ.

В рассматриваемых экспериментах все детекторы на дуге были покрыты свинцовым фильтром толщиной 10 мм, который обеспечивал десятикратное ослабление РИ с энергией 300 кэВ. На Рис. 3.15 показаны наложенные на одной кривой зависимости тока и напряжения от времени (верхняя панель) для 24 выстрелов, зависимости интенсивности РИ от времени с энергиями фотонов выше 10 кэВ (детектор S2) и зависимости интенсивности РИ от времени с энергиями

фотонов выше 300 кэВ, записанные синхронно детекторами SD1, SD2, SD3, SD7 и SD8, которые были закрыты свинцовыми фильтрами толщиной 10 мм. Наибольшее число импульсов РИ зафиксировано в момент времени 250 нс. Имеются также отдельные срабатывания детектора SD2 в момент времени ~150 нс.



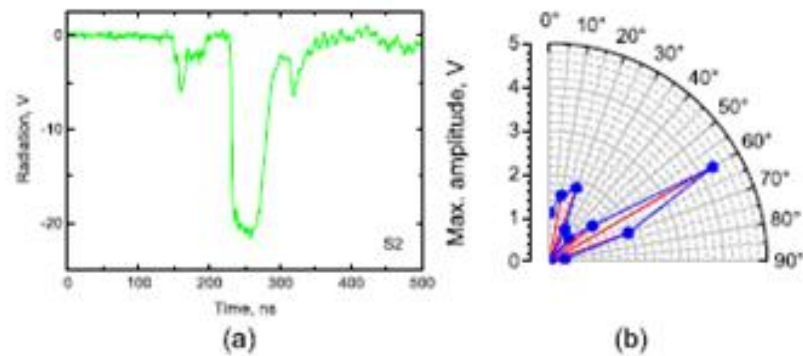
**Рис. 3.15.** Сопоставление осциллограмм зависимостей тока разряда и напряжения на разрядном промежутке (верх) и зависимостей интенсивностей сцинтилляции детекторов РИ (S2, SD2, SD3, SD7, SD8) от времени, соответствующих наложению 24 выстрелов при минимальной энергии регистрируемых квантов РИ 300 кэВ.



**Рис. 3.16.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2; (б) Индикатриса РИ с энергией кванта более 300 кэВ, соответствующая вспышке в момент времени 275 нс.

Примеры индикатрис РИ с энергией от 300 кэВ и выше приведены на Рис. 3.16 и Рис. 3.17. Видно, что на Рис. 3.16 изображена трехлепестковая индикатриса РИ с максимумами при 10°, 60° и 90°. На Рис. 3.17 изображена

двухлепестковая индикатриса РИ, в которой максимумы интенсивности наблюдаются при углах  $20^\circ$  и  $60^\circ$ . Установлено, что во всех измерениях РИ с энергиями фотонов более 300 кэВ обладают только игольчатыми индикатрисами с угловым раствором  $\Delta\theta \sim 10^\circ$ . Следовательно, широконаправленные индикатрисы с  $\Delta\theta \geq 40^\circ$  соответствуют РИ с энергией менее 300 кэВ. Из Рис. 3.16 и 3.17 видно, что угол по отношению к оси разряда, под которым наблюдается излучение с энергией кванта более 300 кэВ, может достигать  $90^\circ$ . Следовательно, механизм ускорения электронов в изучаемом разряде таков, что электроны в этом разряде действительно достигают релятивистских энергий.



**Рис. 3.17.** (а) Зависимость интенсивности РИ от времени, измеренная низкопороговым детектором S2; (б) Индикатриса РИ с энергией кванта более кэВ, соответствующая вспышке в момент времени 260 нс.

Обобщая полученные результаты, можно видеть, что РИ атмосферного мегавольтного лабораторного разряда обладает угловой анизотропией интенсивности РИ в зависимости от угла по отношению к оси разряда. Кривые, описывающие соответствующие зависимости, стохастичны и различаются от импульса к импульсу. В то же время в них, согласно приведенным данным, можно выделить два типа угловых зависимостей. Это узконаправленное излучение с углом раствора на полувысоте  $\Delta\theta \approx 10^\circ$  и широконаправленное излучение с углом раствора  $\Delta\theta \geq 40^\circ$ . Установлено, что  $\Delta\theta \geq 40^\circ$  соответствует энергии квантов менее 300 кэВ, что согласуется со свойствами ТИ. Обнаружено, что могут возникать и многолепестковые, и однолепестковые диаграммы направленности. В излучении,

включающем энергии квантов более 20 кэВ и более 100 кэВ возможно наложение широко- и узконаправленных индикатрис. В то же время, при энергии квантов более 300 кэВ зарегистрированы только узконаправленные индикатрисы. Установлено, что РИ всех изученных энергий может распространяться как вдоль, так и под некоторым углом по отношению к оси разряда, хотя максимум интенсивности излучения с широким раствором не наблюдался на углах более 60°.

### 3.4. Заключение к главе 3.

Установлено, что РИ атмосферного мегавольтного лабораторного разряда обладает пространственной анизотропией. Угловое распределение интенсивности РИ стохастично и отличается от импульса к импульсу, однако всегда является анизотропным. Зарегистрировано два типа излучений:

Первое - с узким (угловой раствор  $\Delta\theta \approx 10^\circ$ ) угловым распределением интенсивности РИ;

Второе – с широким (угловой раствор  $\Delta\theta > 10^\circ$ ) угловым распределением интенсивности РИ.

В экспериментах по измерению интенсивности РИ, интегрального по энергии квантов от 20 кэВ и выше, всегда наблюдается излучение с широким угловым раствором, величина которого варьируется от  $\sim 40^\circ$  до  $\sim 150^\circ$ . В ряде измерений наблюдается наложение РИ широкой и узкой направленности. Максимум угловой зависимости интенсивности излучения, имеющего широкий угловой раствор, может быть направлен как вдоль оси разряда, так и под углом до  $\sim 60^\circ$ . Наложение РИ с узким и широким угловыми растворами наблюдается для энергий квантов менее 300 кэВ. Излучение с энергиями квантов более 300 кэВ всегда демонстрирует узкую ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ) угловую направленность. Наличие угловой анизотропии РИ свидетельствует о существовании в разряде релятивистских электронов и объясняется их тормозным излучением.

На основе того факта, что в ряде измерений одновременно наблюдаются наложенные друг на друга угловые зависимости интенсивности РИ,

соответствующие индикатрисам с узким ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ) и широким ( $\Delta\theta > 10^\circ$ ) раствором излучения, можно предположить, что в разряде существуют как минимум два различных источника РИ, обладающих разными параметрами. В частности, кванты РИ, испущенные этими источниками, обладают разной энергией. Эта гипотеза проверена в последующих главах настоящей работы.

**Положение, выносимое на защиту по итогам главы 3:**

Генерируемое рентгеновское излучение является анизотропным и содержит две составляющие - мягкую с энергией квантов  $\hbar\omega \lesssim 300$  кэВ, распространяющуюся в угловом растворе от  $40^\circ$  до  $150^\circ$  в плоскости, параллельной оси разряда, и жесткую с энергией квантов  $\hbar\omega \gtrsim 300$  кэВ, распространяющуюся в угловом растворе  $10^\circ$  или менее в той же плоскости.

## Глава 4. Пространственные области генерации жесткого рентгеновского излучения в атмосферном разряде

В предыдущей главе установлено, что РИ высоковольтного атмосферного разряда имеет угловую анизотропию, что может указывать на механизм его генерации в результате торможения релятивистских электронов. Также обнаружено, что в некоторых разрядах наблюдается наложение разнородных индикатрис зависимости интенсивности РИ от угла, соответствующих узкой ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ) и широкой ( $\Delta\theta > 40^\circ$ ) диаграммам направленности РИ, что может свидетельствовать о существовании как минимум двух различных его источников. Выяснить, действительно ли существуют различные источники РИ, располагающиеся в разных пространственных областях разряда, можно при помощи измерений зависимости интенсивности и других параметров РИ от координаты вдоль оси разряда, выделяя детекторами определенный малый его участок и подавляя излучение, идущее из других участков.

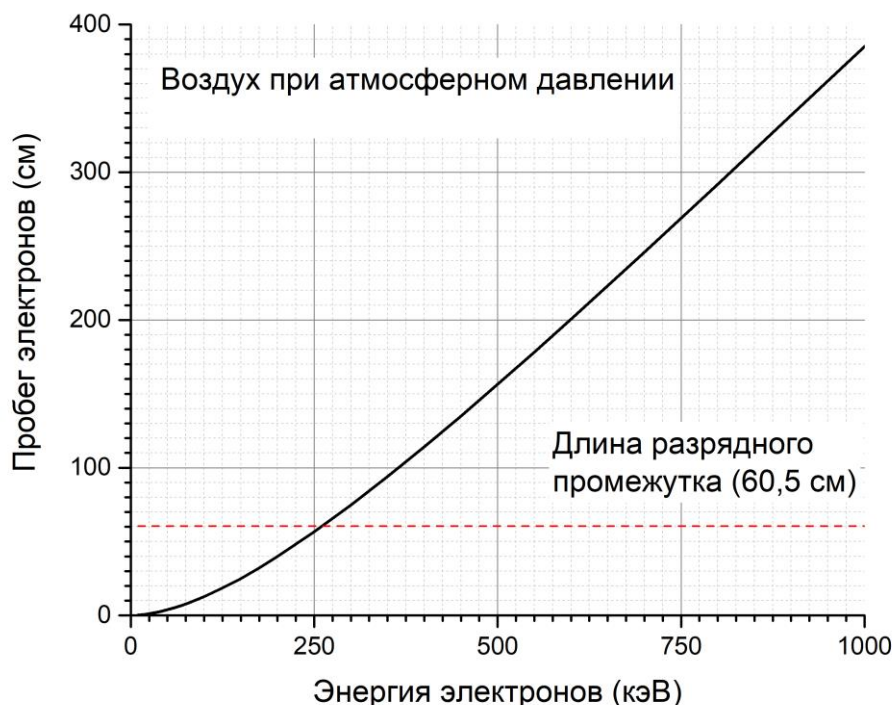


Рис. 4.1. Зависимость пробега электрона в атмосферном воздухе по данным [40,41].

Как уже упоминалось, угловая анизотропия РИ есть признак того, что наблюдаемое излучение, по крайней мере частично, является тормозным и обусловлено быстрыми электронами. Хорошо известно, что наиболее высокое значение сечение ТИ имеет в твердом теле. Действительно, потери энергии электрона на ТИ возрастают с ростом плотности вещества и его атомного номера  $Z$  [21]. В то же время, величины пробегов электронов с энергией на уровне сотен кэВ в твердых телах лежат в области сотен микрометров, в то время как длина разрядного промежутка составляет 60,5 см, то есть больше на 3-4 порядка. Следовательно, за счет большой длины пути электрона в атмосферном воздухе вклад ТИ из области воздушного промежутка между электродами может быть сопоставим с вкладом ТИ из материала анода. На Рис. 4.1 приведена зависимость пробега электрона в атмосферном воздухе в зависимости от его начальной энергии. Видно, что при энергии более ~250 кэВ пробег электрона в атмосфере превышает длину разрядного промежутка, что свидетельствует о том, что при таких энергиях электрон способен генерировать ТИ в объеме всего разрядного промежутка.

Таким образом, на основе приведенных соображений можно ожидать, что основными источниками РИ мегавольтного атмосферного разряда являются межэлектродный промежуток и область вблизи анода, включая его внутренний объем. Соотношение интенсивностей между РИ, генерируемым из этих областей, связано с параметрами электронов в разряде, а значит представляет значительный интерес. Действительно, согласно Рис. 4.1, чем выше энергия электронов, тем меньше потери их энергии в атмосфере. Следовательно, тем выше доля энергии, поглощенная в аноде по отношению к доле энергии, потерянной в атмосферном воздухе. В настоящий момент подробных и достоверных исследований, сопоставляющих величины интенсивностей излучения из этих областей, проведено не было.

В работе [9] обнаружено, что появление наблюдаемого излучения связано с особыми осцилляциями в зависимости тока от времени, что может быть трактовано как результат смыкания токовых каналов, идущих от анода и от катода. В

подтверждение этого авторы [9] приводят факт того, что момент возникновения излучения совпадает с процессами изменения конфигурации стримерных и лидерных каналов. Если излучение имеет тормозную природу, то возможный механизм его может быть следующим. Распространение стримеров от анода и от катода навстречу друг другу характеризуется тем, что позади головок стримеров плазма проводит электрический ток. Следовательно, можно считать, что потенциал электродов переносится навстречу друг другу головками анодонаправленного и катодонаправленного стримеров. Чем они ближе друг другу, тем выше значение электрического поля в промежутке между ними, так как напряжение между ними можно для качественного анализа считать близким к приложенному в этот момент напряжению ко всему промежутку -  $\sim 1$  МВ. В этом случае возможно ускорение электронов, испущенных в промежутке между сходящимися стримерами и с головки анодонаправленного стримера и переход их в режим убегания, что приводит к генерации ТИ из области анода и из межэлектродного промежутка. С другой стороны, результаты предыдущей главы свидетельствуют о том, что источник РИ в изучаемом разряде может быть не единственным. В литературе данных об этом нет.

Для проверки этой модели, поиска новых источников РИ, а также для определения многих других параметров необходимы измерения распределения интенсивности РИ с пространственным разрешением вдоль оси разряда. Таких измерений до настоящего времени выполнено не было.

В настоящей главе приведены результаты впервые выполненных измерений временных и энергетических параметров проникающего излучения наносекундного атмосферного мегавольтного разряда с пространственным разрешением. Проанализированы характеристики излучения из электродных областей и межэлектродного промежутка. Результаты работы опубликованы в работе [39].



#### **4.1. Описание диагностики токов и напряжений экспериментальной установки**

Эксперименты по пробою длинных воздушных промежутков выполнены, как и во всей работе, на установке ЭРГ (Гл. 2). В качестве источника напряжения использован ГИН, собранный по схеме Аркадьева-Маркса, запасаемая системой энергия составляла 4.3 кДж. Аксиально-симметричная электродная система описана в Гл. 2 (Рис. 2.2). Диаметр внешнего заземленного токопровода был равен 2 м. Катод состоял из конуса высотой 17 см и основанием диаметром 32 см, выполненных из нержавеющей стали, которое по периметру имело диаметр закругления 20 мм. За пределы конуса внутрь разрядного промежутка было вынесено острие - стальная игла, фиксированная на тонком (диаметром 2 мм) осевом штоке. Анод (осевой анодный электрод) был выполнен в виде сетчатой полусферы (период сетки 1 мм, радиус кривизны анодной поверхности - 14 см).

Использованная форма катода была подобрана эмпирически и соответствует генерации РИ и гамма-излучения наибольшей интенсивности по сравнению с иными конфигурациями. Вместе с этим экспериментально определено, что такая форма катода позволяет максимально стабилизировать параметры разряда и, в частности, - положение привязки катодного факела к острию иглы, что дает возможность исследовать пространственные свойства излучения разряда с наибольшей точностью. Анод в виде сетки был использован для соответствия параметров разряда с таковыми при исследовании анизотропии его РИ [27], описанных в Гл. 3, в которых позади анода стоял детектор, и, следовательно, анод должен был быть частично прозрачным. Таким образом типы разряда в настоящей работе и в Гл. 3 одинаковы, что позволяет сопоставлять результаты этих экспериментов.

Ток анода измерялся коаксиальными шунтами: анодным шунтом и шунтом обратного токопровода. Постоянная времени обоих шунтов составляла менее ~ 1 нс. Анодный (осевой) шунт измеряет параметры только той части тока разряда, которая протекает через осевой анодный электрод. В то же время шунт обратного

токопровода измеряет весь суммарный ток разряда, текущий по всему объему разрядного промежутка и окружающего его пространства, включая токи от катода к обечайке ГИН, которые проходят мимо осевого анодного электрода.

Эксперименты выполнены в следующих условиях: относительная влажность воздуха 25-40%, атм. давление 720-737 торр, температура воздуха 18-20 °С. Длина разрядного промежутка составляла 60,5 см, максимальное приложенное напряжение -1,2 МВ, время его нарастания с 10 % уровня амплитуды до 90 % - 220 нс.

#### **4.2. Детекторы рентгеновского излучения и их экспериментальная конфигурация**

Диагностическая установка, состоящая из специально разработанных сцинтилляционных детекторов ионизирующего излучения [40] с дополнительными модификациями и улучшенным временным разрешением 2-3 нс, имела конфигурацию, схематично изображенную на Рис. 4.2 (вид сверху), детекторы располагались равномерно с шагом 17,6 см по пространству ортогонально оси разряда. Использовалось 6 детекторов D1-D6 (отмечены на Рис. 4.1 буквами в порядке их следования от анода к катоду) на основе быстрых (~ 1 нс) органических сцинтилляторов (полистирол + *p*-терфенил + РОРОР), состыкованных с ФЭУ-30. Сцинтилляторы имели форму цилиндров с диаметром основания 91 мм и длиной 50 мм.

Для всех детекторов D1-D6 использовались коллиматоры в виде труб из свинца марки С1 с толщиной стенки 1 см, длиной 1 м и диаметром 12 см. Пространственное разрешение детектирующей сборки вдоль оси разряда составляло 12 см. Отметим, что измерения, выполненные этой системой, и, соответственно, выводы, относятся к излучению, распространяющемуся по нормали к оси разряда. Возможность таких измерений обусловлена тем, что, в отличие от высокоэнергичной составляющей излучения (энергия квантов 300-400 кэВ), проявляющей острую угловую анизотропию, излучение с энергиями

квантов до 300 кэВ имеет практически изотропную индикатрису (см. Гл. 3). В настоящем эксперименте можно считать, что с достаточной точностью энергия сцинтилляции органического сцинтиллятора прямо пропорциональна энергии детектируемого им ионизирующего излучения [43].

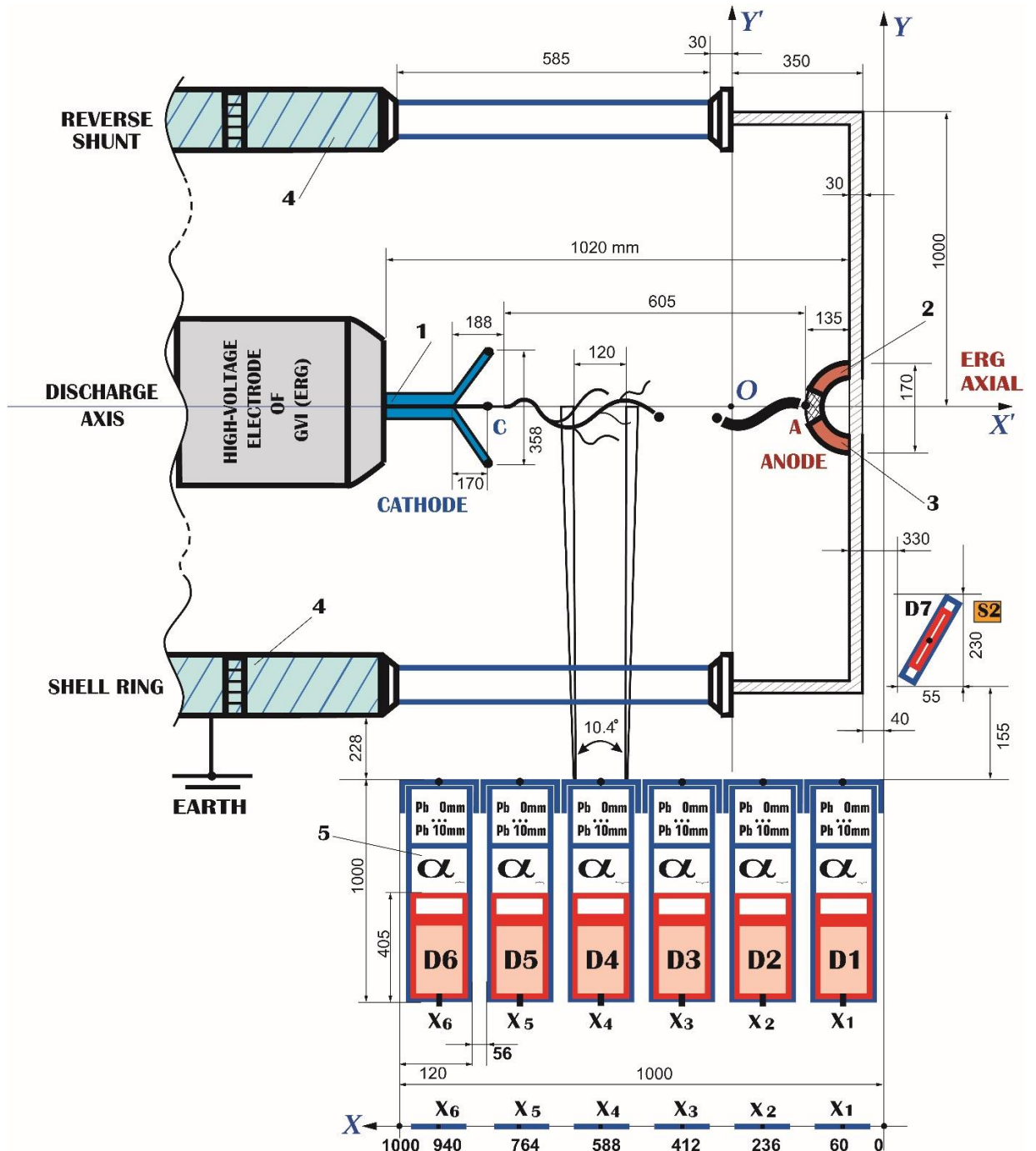


Рис. 4.2. Схема эксперимента: 1 - катод; 2 - анод; 3 - анодный шунт; 4 - шунт обратного токопровода; 5 - коллимированный детектор.

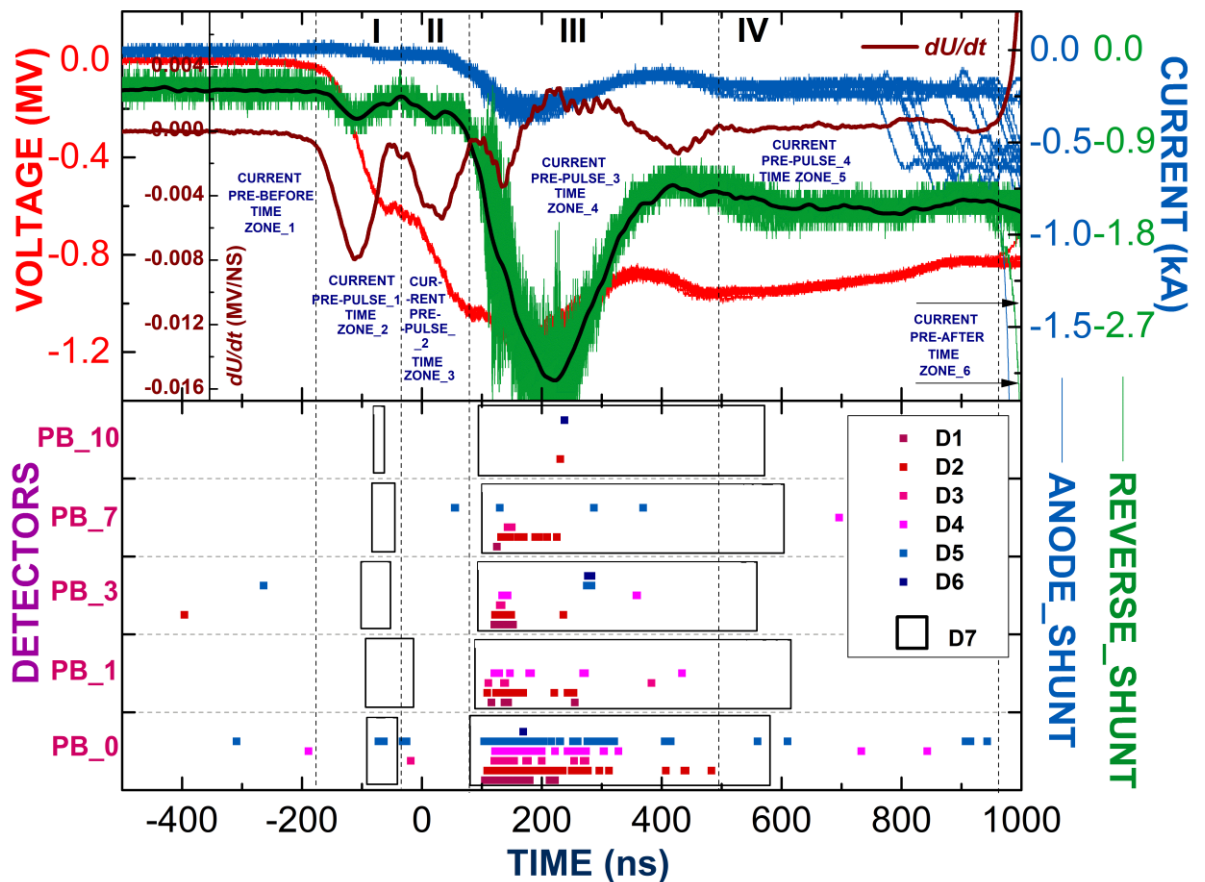
### **4.3. Фильтры излучения и оценки энергии квантов излучения**

Оценки энергии квантов излучения выполнены по методике «фильтров ступенчатого ослабления». Свинцовые фильтры были выполнены из свинца марки С1 толщиной 1, 3, 7 и 10 мм. Фильтры позволяли ступенчато менять порог ослабления регистрируемого РИ различной жесткости. Так как все детекторы в виде сочлененных ФЭУ и сцинтилляторов для подавления сильной электромагнитной наводки были помещены в цельные корпуса из дюралюминия [37], толщина стенки которых перед сцинтилляторами составляла 3 мм, этот барьер как дополнительный фильтр, пропускающий фотоны с энергией выше 20 кэВ, имелся во всех измерениях, и измерения без свинцовых фильтров, таким образом, относятся к излучению с энергией квантов более 20 кэВ. Поправочные коэффициенты для выравнивания амплитуд детекторов относительно друг друга были получены в процессе калибровки с помощью рентгеновской трубки ИМА-6-100Д в аппарате марки “РИНА” (серия “АРИНА”) с максимумом генерируемого спектра в области энергий  $\sim 120 \pm 10$  кэВ.

### **4.4. Экспериментальная статистика и результаты анализа полученных данных.**

Экспериментальная статистика состояла из  $\sim 1200$  осевых разрядов, в которых разрядный промежуток замыкался между анодом и катодом. Разряды, в которых замыкание происходило на боковые стенки разрядного промежутка, в статистике не учитывались. Без свинцового ослабителя (“РВ\_0” на Рис. 4.2, толщина свинца 0 мм) было проведено 312 измерений, со свинцовым фильтром толщиной 1 мм (“РВ\_1”) - 217 измерений, с фильтром толщиной 3 мм (“РВ\_3”) - 253, с фильтром толщиной 7 мм (“РВ\_7”) - 240, и с фильтром толщиной 10 мм (“РВ\_10”) - 173 измерения соответственно. Оценки числа случайных фоновых срабатываний детекторов дают значение в 1 импульс за  $\sim 10^4$  выстрелов. Следовательно, ложное срабатывание детекторов в настоящей работе можно исключить.

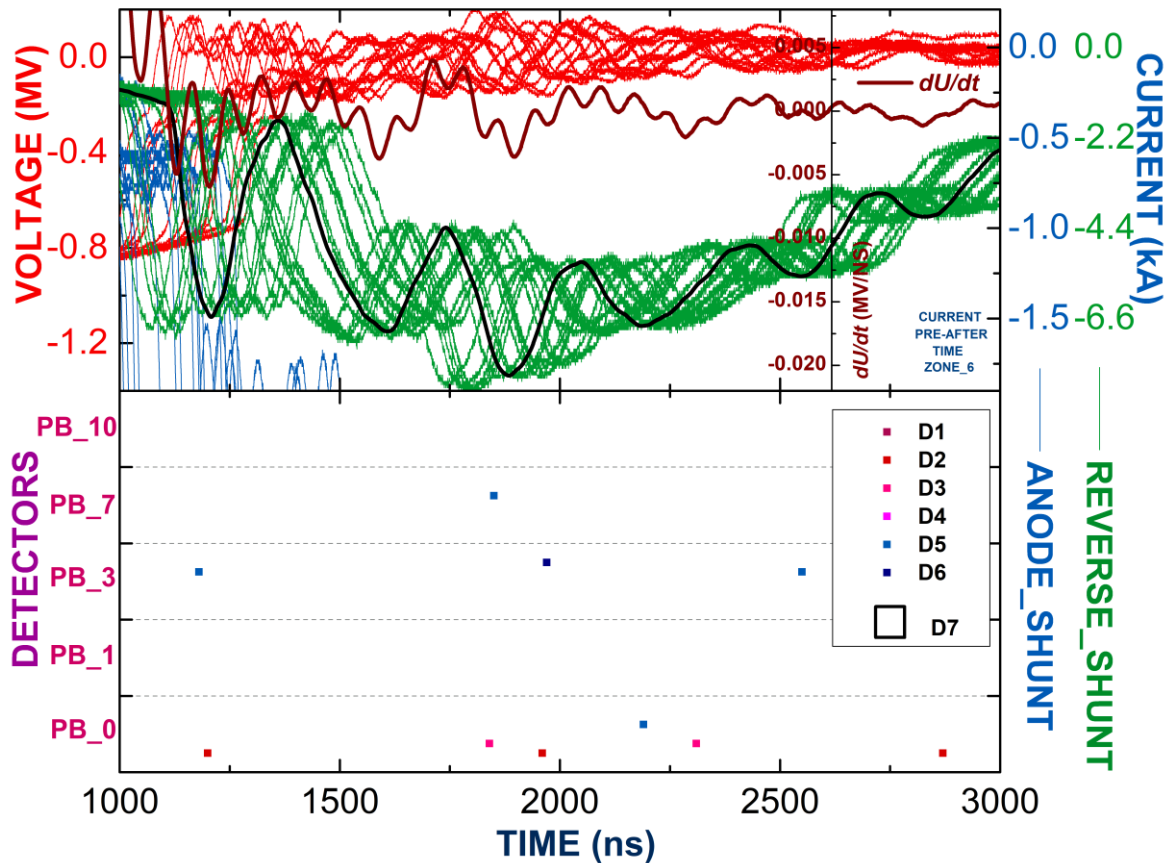
На Рис. 4.3. приведены временные зависимости электрофизических параметров разряда: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения на разрядном промежутке  $U(t)$  и его производной по времени  $dU(t)/dt$  в первые 1,5 мкс. Эти же зависимости в последующие 2 мкс представлены на Рис. 4.4. Кривые получены наложением  $\sim 1200$  отдельных измерений каждая. За нулевой момент времени принят момент достижения приложенным напряжением уровня в 50% от максимального.



**Рис. 4.3.** Верх: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и его производной  $dU(t)/dt$  от времени в первые 1,5 мкс от начала разряда; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени, синхронизованные с электрофизическими характеристиками разряда. D1-D7 - номера детекторов, PB\_0 - PB\_10 - толщины свинцовых фильтров в мм.

Также на Рис. 4.2 и 4.3 показаны синхронизованные с точностью не хуже 1 нс с электрофизическими параметрами разряда положения максимумов

интенсивности ионизирующего излучения, измеренной на всех детекторах (D1-D7) и при использовании данных всех экспериментальных серий для свинцовых фильтров различного ослабления - толщины: 0 (полное отсутствие свинцового фильтра), далее 1, 3, 7 и 10 мм по порядку.

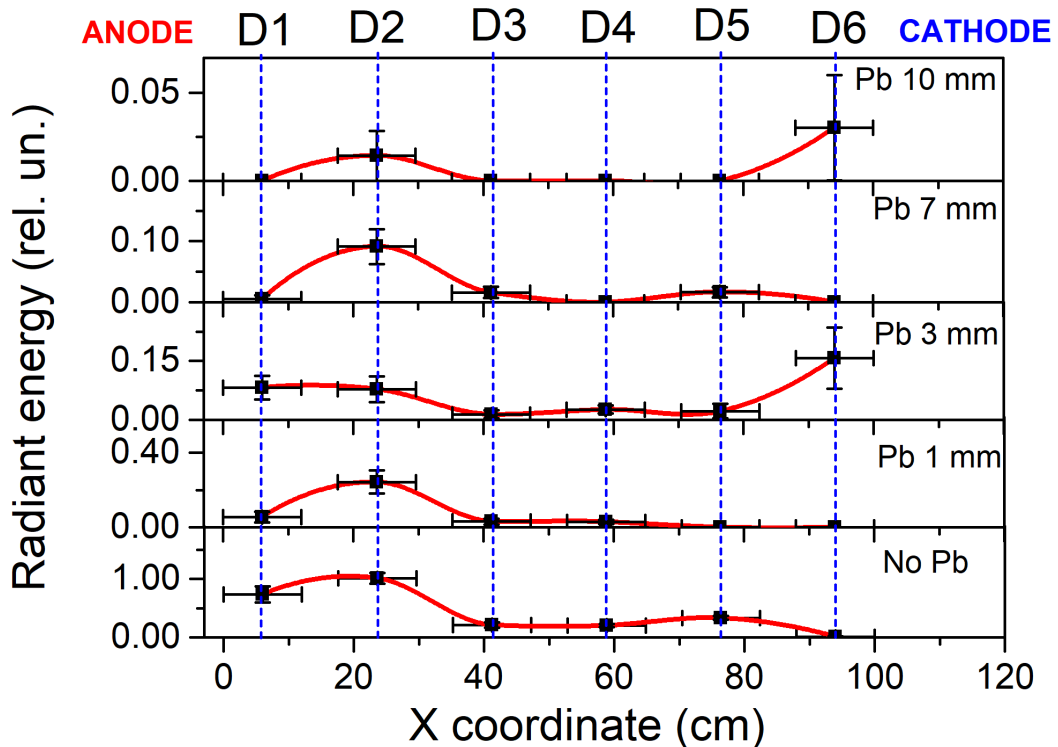


**Рис. 4.4.** Верх: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и его производной  $dU(t)/dt$  от времени в следующие 2 мкс от начала разряда; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени. D1-D7 - номера детекторов, PB\_0 - PB10 - толщины свинцовых фильтров в мм.

Из Рис. 4.3 и 4.4 видно, что наибольшее число импульсов РИ наблюдается в момент 90-350 нс, который соответствует достижению приложенным напряжением своего максимального значения, достигаемого в момент времени 160 - 200 нс. Далее напряжение на промежутке снижается, и интенсивность ионизирующего излучения падает. При этом наблюдается излучение за всеми свинцовыми ослабителями, хотя с ростом толщины свинца интенсивность излучения падает. В

момент времени 350 нс прекращается характерный импульс тока разряда и падает интенсивность проникающего излучения.

Импульсы РИ обладают свойством кластеризации по оси времени с образованием разграниченных временных групп. Данные импульсы могут быть сгруппированы по следующему принципу: временные границы, в которых наблюдается излучение, могут быть выбраны по моментам времени, в которые производная приложенного напряжения по времени  $dU/dt$  достигает экстремальных значений. При этом тогда, когда  $dU/dt$  достигает экстремума, наблюдается наиболее интенсивное излучение. Действительно, такая группировка правильно разграничивает данные, изображенные на Рис. 4.3 и 4.4, выделяя четыре основные области времени: от -175 до -33 нс; от -33 до +80 нс; от +80 до +495 нс; от +495 до +964 нс. Также имеются две области: от -500 до -175 нс и от +964 до +3000 нс, в которых также наблюдается излучение, но интенсивность существенно ниже.



**Рис. 4.5.** Распределение энергии ионизирующего излучения, испущенного в течение периода 50-350 нс по координате вдоль оси разряда для всех типов свинцовых фильтров.

В настоящей работе исследованы координатные распределения и энергетические характеристики только наиболее интенсивного излучения, возникающего в момент достижения приложенным напряжением максимального значения: с 80 до 495 нс (область III на Рис. 4.2). На Рис. 4.5 приведены распределения энергии РИ по координате, испускаемого в период с 50 до 350 нс, в момент, относящийся к максимуму приложенного напряжения. Кривые получены следующим образом. Для каждого детектора и для каждого фильтра-ослабителя было исследовано 220-300 осевых разрядов, для которых были вычислены средняя энергия РИ, равная интегралу по времени от зависимости интенсивности сцинтилляций от времени, и ее стандартное отклонение. Установлено, что в исследуемом временном промежутке наибольшая энергия РИ зарегистрирована в измерениях без свинцового ослабителя и испускается из области, находящейся на расстоянии  $6 \pm 6$  см от поверхности анода. На это значение нормированы все кривые на Рис. 4.5.

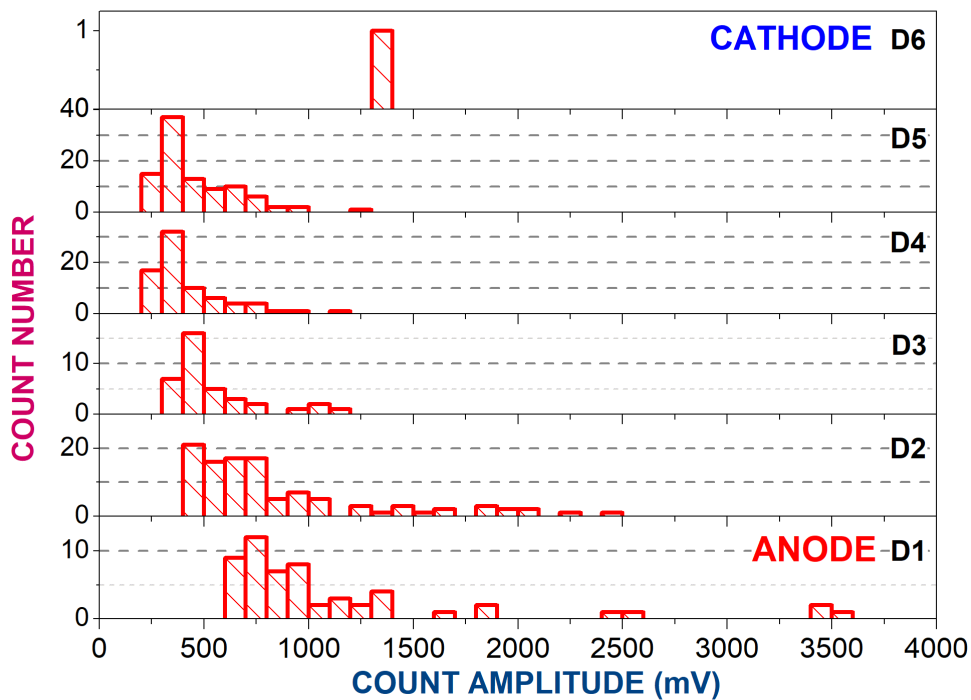
Из Рис. 4.5 следует, что для всех толщин свинцовых фильтров-ослабителей максимальная энергия РИ наблюдается в прианодной области. В области межэлектродного промежутка излучение также наблюдается, однако его энергия в 5-8 раз меньше, чем энергия излучения из области анода. На кривой без ослабителя и кривой, измеренной с ослабителем толщиной 7 мм, наблюдается также максимум в области катода. На кривой без ослабителя энергия РИ в области катода в  $\sim 1,7$  раза выше энергии излучения в газовой фазе.

Количество событий, зафиксированных в моменты времени, близкие к достижению приложенным напряжением своего максимального значения, без использования ослабителей, оказалось достаточным для того, чтобы построить для каждой пространственной координаты вдоль оси разряда распределение числа сцинтилляционных отсчетов по их амплитудам (амплитудные спектры), которые изображены на Рис. 4.6. Из этого рисунка видно, что амплитудные спектры в областях катода, межэлектродного промежутка и анода различаются. В области, прилежащей к катоду, распределения имеют меньшие ширины и соответствуют



меньшим энергиям ионизирующего излучения по сравнению с областями, прилежащими к аноду.

На Рис. 4.6 имеется интересная особенность: амплитудные спектры РИ из разных областей разряда обладают разными минимальными значениями: минимальная амплитуда излучения из области катода в  $\sim 3$  раза ниже таковой для излучения из области анода. Также от координаты зависит и максимальное значение амплитуды. Значения максимальных и минимальных амплитуд для распределений на Рис. 4.6 представлены в Табл. 1.



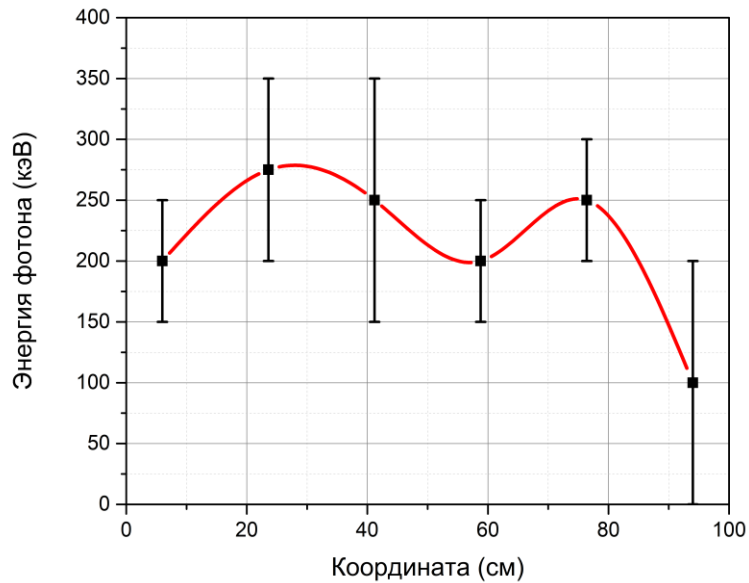
**Рис. 4.6.** Распределения числа сцинтилляций по их амплитуде, зарегистрированных с 50 до 350 нс без свинцового ослабителя.

**Табл. 1.** Зависимости минимальной и максимальной амплитуды сцинтилляционных отсчетов для измерений без свинцового ослабителя (Рис. 4.5) от координаты вдоль оси разряда.

<b>Детектор</b>	<b>X, см</b>	<b>Минимальное значение амплитуды, отн. ед.</b>	<b>Максимальное значение амплитуды, отн. ед.</b>
D1	6	660	3530
D2	24	450	2500
D3	41	370	1100
D4	59	290	1190
D5	77	260	1210
D6	95	–	–

На основе данных об энергии ионизирующего излучения, регистрируемой за свинцовыми ослабителями разных толщин, приведенных на Рис. 4.5, выполнена качественная оценка максимальной энергии квантов ионизирующего излучения для каждого значения координаты. К сожалению, измерения спектрального состава излучения с высокой точностью выполнить затруднительно из-за недостаточной статистики событий, измеренных при использовании свинцовых фильтров. С другой стороны, даже небольшое количество зарегистрированных событий позволило выполнить соответствующие качественные оценки по порядку величины, результаты которых изображены на Рис. 4.7.

Согласно предыдущим исследованиям, основным типом проникающего излучения в атмосферных разрядах исследуемого типа является РИ [5-20]. По этой причине оценки энергии квантов выполнены на основе данных о пропускании РИ свинцовыми пластинами разных толщин, взятых из [44,45].



**Рис. 4.7.** Зависимости максимальной энергии квантов рентгеновского излучения от координаты вдоль оси разряда.

Как видно из Рис. 4.7, наибольшее значение энергии кванта РИ наблюдается для излучения, испускаемого из области анода, и составляет  $\sim 300$  кэВ. Излучение с наименьшим значением энергии кванта, лежащее в области  $\sim 200$  кэВ, испускается из области межэлектродного промежутка. Из области катода испускается излучение с энергией кванта до  $\sim 250$  кэВ. Установленная в работе максимальная энергия квантов рентгеновского излучения, не превышающая  $\sim 400$  кэВ, соответствует результатам исследований в других экспериментальных конфигурациях [10]. Полученные значения подтверждают, что основным типом ионизирующего излучения служит именно РИ.

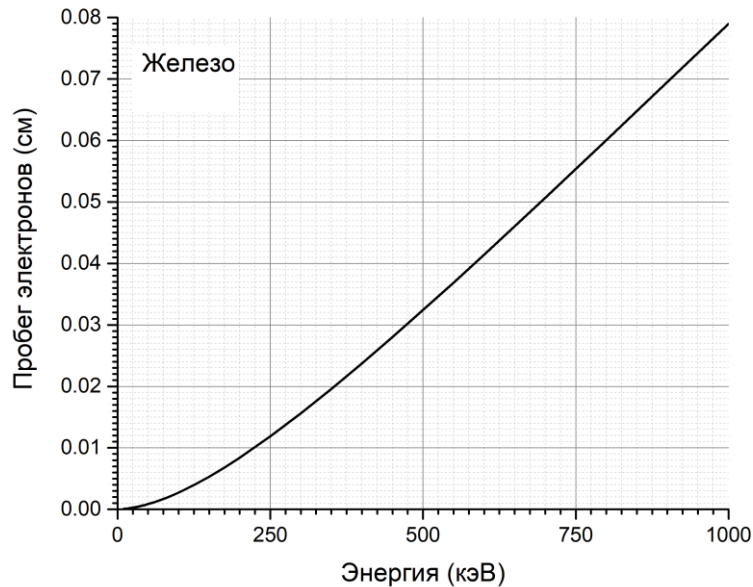
Полученные результаты показывают, что главным источником ионизирующего излучения является прианодная область, что согласуется с механизмом его генерации, связанным с торможением быстрых (релятивистских) электронов. Действительно, с одной стороны, при приближении к аноду электроны набирают наибольшую кинетическую энергию. С другой стороны, сечение генерации ТИ  $\sigma_{br}$  пропорционально  $nZ^2$ , где  $n$  — объемная плотность числа частиц

среды и  $Z$  - атомный номер [9,21]. Для воздуха  $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , для атома азота, основного компонента воздуха,  $Z = 7$ . Материалом анода служила нержавеющая сталь, основной компонент которой - атомы железа ( $Z = 56$ ) с  $n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, отношение сечения ТИ в материале анода  $\sigma_{br}^c$  к таковому в воздухе  $\sigma_{br}^{air}$  при атмосферном давлении составляет  $\sigma_{br}^c/\sigma_{br}^{air} \approx 6 \cdot 10^4$  - почти на пять порядков выше.

С другой стороны, с учетом зависимости пробега электрона в атмосферном воздухе от энергии, приведённой на Рис. 4.1, можно сделать вывод о том, что электроны с энергиями в сотни кэВ способны преодолевать разрядный промежуток, испуская при этом ТИ. Зависимость пробега электронов в железе от энергии электронов, вычисленная при помощи системы [40], приведена на Рис. 4.8. Согласно вычислениям по системе [40], отношение пробега электрона в воздухе к пробегу электрона в железе в диапазоне энергий 10-1000 кэВ составляет  $(1-5) \cdot 10^3$ . Если разделить полученное выше значение  $\sigma_{br}^c/\sigma_{br}^{air}$  на эту величину, получаем оценку отношения энергий РИ, генерируемых одним и тем же электронным пучком в атмосферном воздушном промежутке длиной  $\sim 0,5$  м, и при полном торможении в железной мишени. Значение полученного отношения составляет 10-15. Таким образом, энергия РИ, генерируемого при прохождении газового промежутка, приблизительно на порядок ниже, чем при торможении в материале анода, что и следует из результатов, приведенных на Рис. 4.5.

Следовательно, полученный результат вместе с описанным в Гл. 3 достаточно узким угловым распределением излучения объясняется тем, что наблюдаемое излучение генерируется при торможении быстрых (релятивистских) электронов, которое осуществляется, главным образом, в материале анода, а также в межэлектродном воздушном промежутке. Полученные результаты подтверждают предположение о наличии нескольких источников РИ, высказанное в заключении к Гл. 3. Также установлено, что из области катода излучение обладает большей энергией кванта, чем из области анода. Следовательно, можно сделать вывод, что

именно излучение из прианодной области обладает широкой диаграммой направленности ( $\Delta\theta \sim 40^\circ\text{-}150^\circ$ ), а прикатодной - узкой ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ).

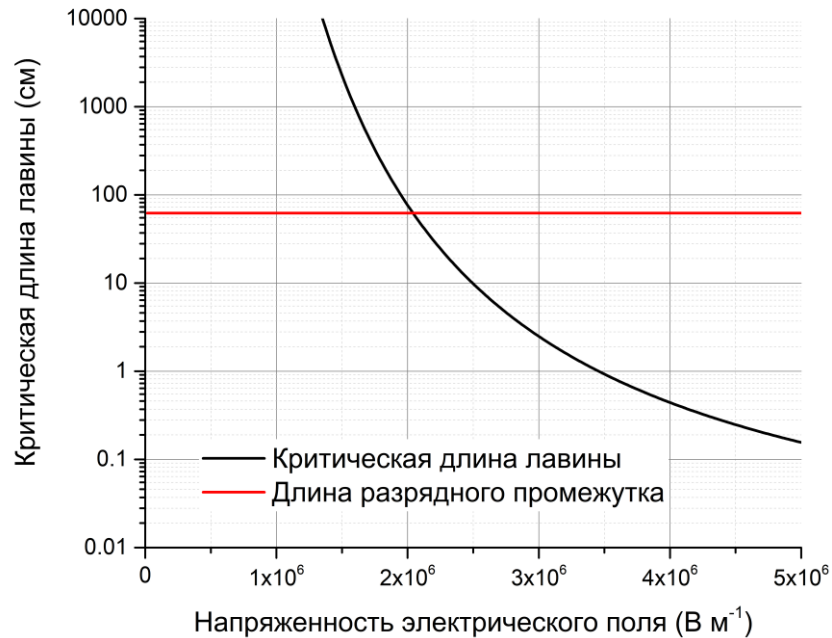


**Рис. 4.8.** Зависимость пробега электронов в железе по данным [40].

Факт того, что интенсивность излучения становится наибольшей в момент максимума приложенного напряжения, объясняется тем, что именно в этот момент энергия ускоряемых электронов максимальна и, следовательно, в этот момент они генерируют ТИ наибольшей интенсивности и жесткости. Максимальная энергия кванта рентгеновского излучения, зарегистрированная в работе, не превышает  $\sim 400$  кэВ. Этот вывод касается среднего значения максимальной энергии квантов. Отдельные импульсы с узкой угловой анизотропией, обнаруженные в Гл. 3, повидимому соответствуют отдельным событиям с регистрацией частиц высокой энергии, общее количество которых ниже, чем количество квантов с энергией  $\sim 400$  кэВ.

Механизм наблюдаемой в работе генерации РИ из прикатодной области может быть связан с ТИ электронов при торможении в прикатодной области, при бомбардировке ионами поверхности катода, либо некоторым другим механизмом.

Обнаруженное явление представляет значительный интерес и будет исследовано далее в Гл. 5.



**Рис. 4.9.** Зависимость критической длины лавины в атмосферном воздухе от напряженности электрического поля.

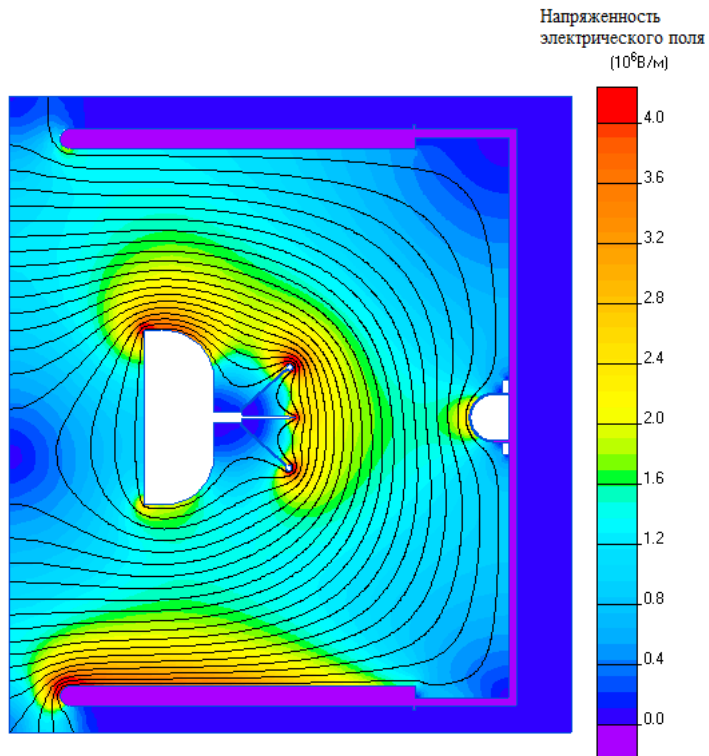
Согласно результатам работ [3,46], режим разряда определяется соотношением критической длины лавины  $x_c$  (выражение (1.3)) и длины разрядного промежутка  $d$ . Зависимость критической длины лавины в атмосферном воздухе от значения амплитуды напряженности электрического поля, вычисленная по формуле (1.3), приведена на Рис. 4.9. Горизонтальной линией показана ширина разрядного промежутка (60,5 см).

Вычисления, выполненные автором в программе «Elcut», позволяют оценить значения электрических полей в разрядном промежутке в электростатическом приближении при условии отсутствия в нем пространственных зарядов. Вычисленное распределение статического электрического поля в такой конфигурации изображено на Рис. 4.10. Разность потенциалов между катодом и анодом принималась равной наибольшему за весь импульс приложенному

напряжению - 1,2 МВ. При отсутствии в разрядном промежутке свободных носителей заряда полученные значения являются точными, а при возникновении носителей могут быть использованы в качестве оценки значения полей по порядку величины.

Из Рис. 4.10 видно, что вблизи катода напряженность электрического поля близка к постоянной за исключением областей катодного острия и скругленного края катодного конуса. Также видно, что, согласно Рис. 4.10, наибольшая напряженность поля, равная  $\sim 4$  МВ/м, реализуется как раз в области острия и края катодного конуса. При этом область этого поля имеет размер несколько сантиметров, а соответствующая критическая длина лавины равна  $\sim 4$  мм и условие на возникновение стримеров выполняется с большим запасом. Более того, в этом случае выполняется условие  $x_c \ll d$  возникновения наносекундного диффузно-канального разряда [3]. С другой стороны, даже при максимальном приложенном напряжении в области между острием и краем катодного конуса поля не превышают 2 МВ/м, и критическая длина лавины больше размеров промежутка, что означает невозможность старта стримеров из этих областей.

Полученные результаты показывают, что при приложении напряжения 0,6 МВ напряженности электрического поля в области катодного острия и в области скругленного края катодного конуса, равные  $\sim 2$  МВ/м, что соответствует для воздуха при атмосферном давлении  $x_c \approx 60$  см  $\approx d$ . Оценки выполнены в электростатическом приближении, которое в целом справедливо для момента времени  $t = -100$  нс, так как в этот момент ток в промежутке мал, и в разрядном промежутке сравнительно мало зарядов (Рис. 4.3).



**Рис. 4.10.** Расчет распределения напряженности электрического поля в разрядном промежутке при приложении постоянного напряжения амплитудой 1,2 МВ.

В [3] показано, что при  $x_c < d$  разряд реализуется в стримерном режиме, и при достижении этого напряжения происходит старт стримеров. Из Рис. 4.2 видно, что это условие выполняется для времени  $t = -100$  нс. Максимум тока разряда наблюдается через  $\sim 300$  нс после старта стримеров (Рис. 4.2), что согласуется с таким описанием. Пробой длинных промежутков может сопровождаться стримерно-лидерным переходом [1]. При этом лидер имеет скорость, меньшую скорости стримера. В то же время, характерные скорости стримеров могут составлять  $10^8$  см/с и более [45], что соответствует времени пролета разрядного промежутка  $\sim 600$  нс. Эта величина близка по порядку к характерным временам наблюдаемых процессов (Рис. 4.2). Стримерно-лидерный переход в исследуемом разряде был зафиксирован электронно-оптической съёмкой [8,9].



#### 4.5. Заключение к главе 4.

В настоящей работе впервые проведены энергетические и временные измерения параметров РИ мегавольтного наносекундного разряда с пространственным разрешением. Определено пространственное положение источников излучения и выполнена временная классификация типов излучения. Установлено, что интервалы времени, когда генерируется излучение, определяются экстремумами производной по времени от приложенного напряжения. Анализ этой временной зависимости показывает, что в предпробойной стадии наблюдается как минимум три таких области, каждая из которых сопровождается импульсами ионизирующего излучения.

Установлено, что наиболее интенсивное РИ наблюдается в момент достижения приложенным к промежутку напряжением максимального значения. Наибольшая энергия РИ испускается из областей, прилежащих к аноду. Излучение из областей между электродами имеет энергию в 3-8 раз меньше. Из прикатодной области излучение несколько интенсивнее, чем из межэлектродного промежутка, но существенно менее интенсивно, чем из прианодной области. Амплитудные спектры РИ, испускаемого из областей анода и катода, различаются так, что минимальная энергия, зарегистрированная из прианодной области, в  $\sim 3$  раза выше, чем из прикатодной области.

#### **4.6. Положение, выносимое на защиту по итогам главы 4**

Наиболее интенсивное рентгеновское излучение испускается из прианодной области в момент достижения приложенным напряжением максимального значения, причем максимумы интенсивности импульсов возникают одновременно с точностью  $\sim 10$  нс с экстремумами временной зависимости производной напряжения  $dU/dt$  на разрядном промежутке от времени.

## **Глава 5. Временные параметры рентгеновского излучения, испускаемого из областей анода и катода мегавольтного атмосферного разряда**

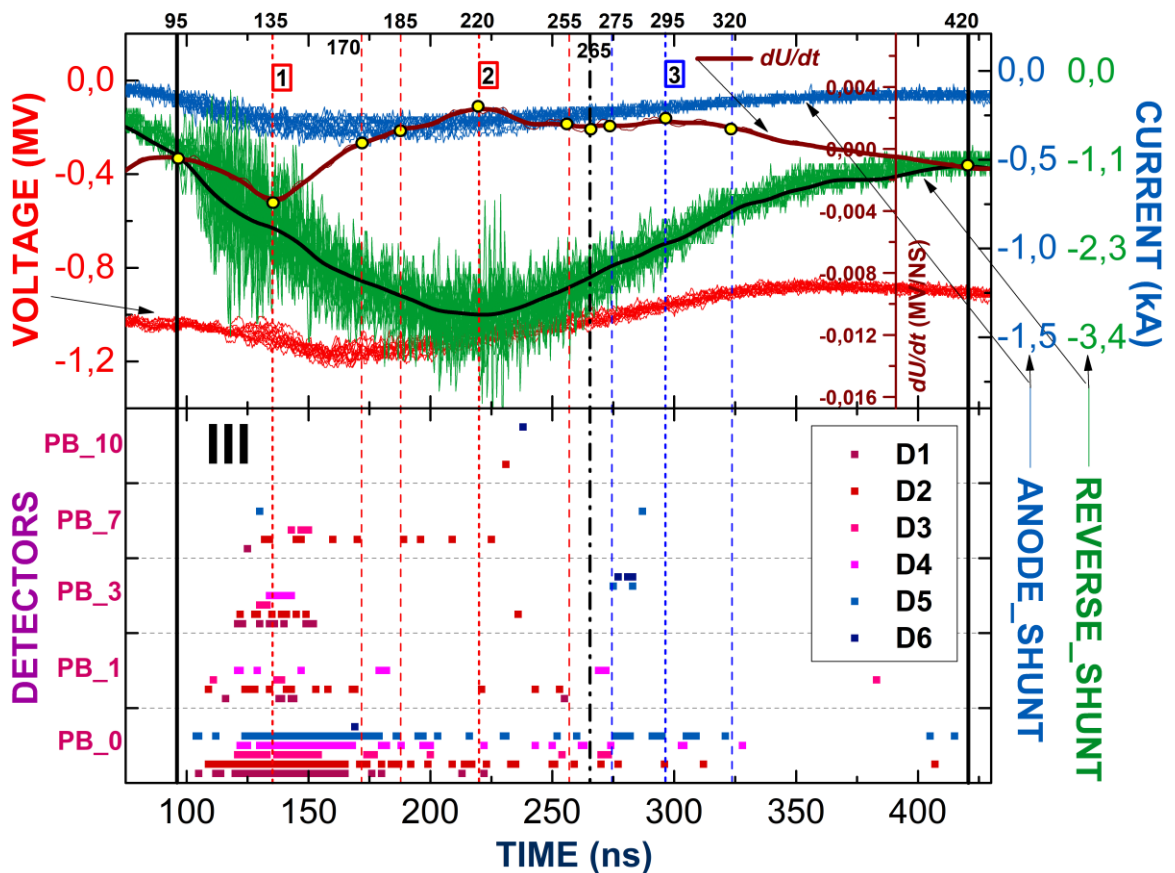
В предыдущих главах показано, что РИ атмосферного лабораторного разряда анизотропно, его источник локализован главным образом в областях анода и катода, хотя имеет место излучение и из межэлектродного пространства. Излучение из области анода может быть легко объяснено торможением быстрых электронов, которые возникают при сближении ионизированных плазменных каналов, прорастающих со стороны анода и катода. Можно считать, что каждый из этих каналов переносит потенциал своего электрода. Соответственно, когда эти каналы находятся близко друг к другу, но еще не сомкнулись, между ними возрастает напряженность электрического поля, эффективно ускоряющая электроны, торможение которых происходит при бомбардировке ими анода. В этот момент испускается ТИ. С другой стороны, факт излучения РИ из прикатодной области, обнаруженный впервые в настоящей работе, требует дальнейших исследований и выяснения других его свойств. Как было показано в Гл. 4, именно из области катода испускается достаточно жесткое излучение, которому может соответствовать узкая угловая индикатриса ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ), обнаруженная в Гл. 3. Важнейшим параметром РИ является момент времени, в который оно испускается. Именно он и определяет стадию разряда, в которой испускается излучение.

В настоящей работе впервые исследованы временные параметры РИ мегавольтного атмосферного разряда из областей анода и катода в его предпробойной стадии. Результаты исследований опубликованы в работе [41].

### **5.1. Связь временных характеристик электрофизических параметров разряда и свойств его рентгеновского излучения**

Экспериментальная конфигурация установки и ее диагностик полностью совпадала с использованной в Гл. 4. Экспериментальные данные использованы те же, что и в Гл. 4. При этом, используемая статистика основана на ~1200 осевых атмосферных разрядах, из них количество по конкретным экспериментальным

сериям составило: без свинцового ослабителя («РВ 0» - толщина свинца 0 мм) было проведено 312 измерений, со свинцовым фильтром толщиной 1 мм («РВ 1») – 217 измерений, с фильтром толщиной 3 мм («РВ 3») – 253, с фильтром толщиной 7 мм («РВ 7») – 240, и с фильтром толщиной 10 мм («РВ 10») – 173 измерения соответственно.

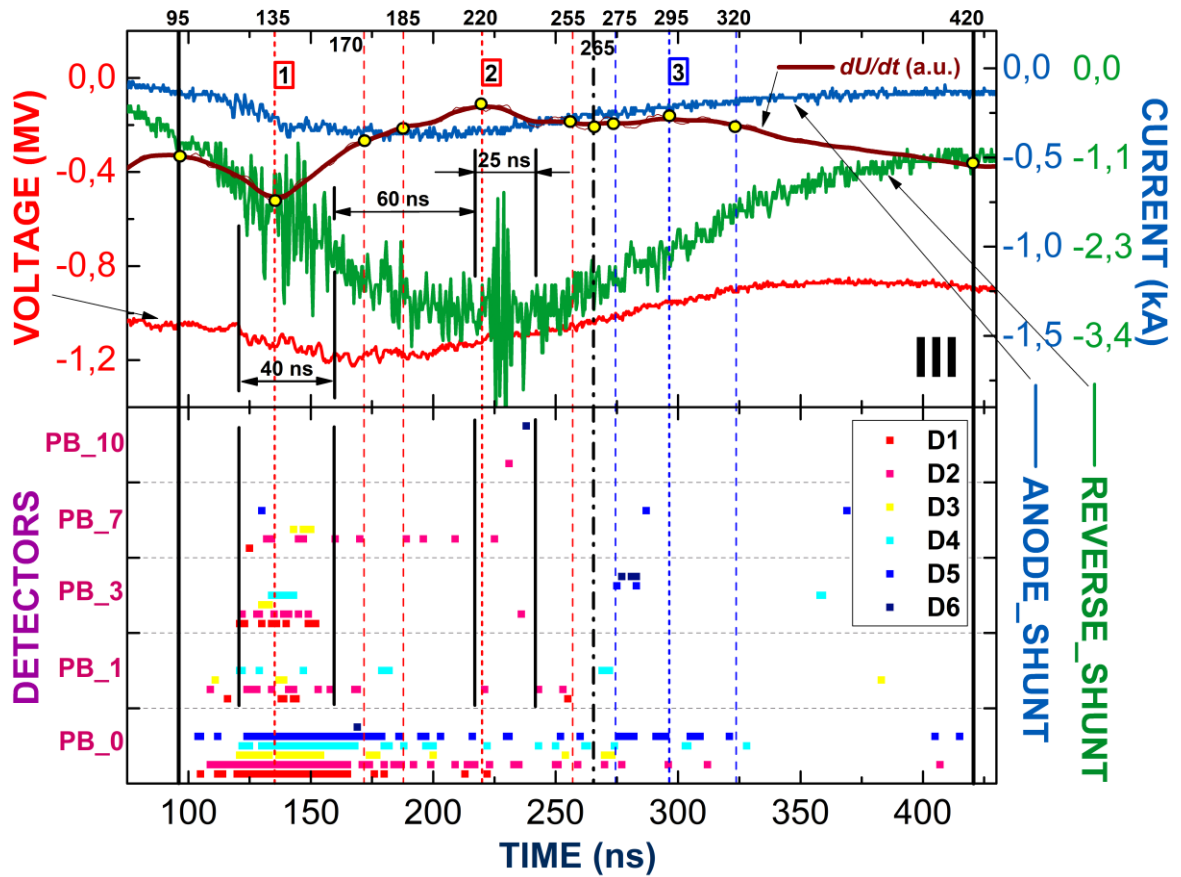


**Рис. 5.1.** Верх: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и его производной  $dU(t)/dt$  от времени в период максимального приложенного напряжения: 95-420 нс; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени, синхронизованные с электрофизическими характеристиками разряда. D1-D6 – номера детекторов, РВ\_0 – РВ\_10 – толщины свинцовых фильтров в мм.

В работе исследуются только разряды, реализовавшиеся в т.н. «осевом» режиме – в нем основной токовый канал соединяет анод и катод и не замыкается на боковые стенки разрядного промежутка. На Рис. 4.3 Гл. 4 приведены зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения на разрядном промежутке  $U(t)$  и его

производной по времени  $dU(t)/dt$  в первые 1,5 мкс. За нулевой момент времени принят момент достижения приложенным напряжением уровня в 50% от максимального. Также, на Рис. 4.3 Гл. 4, наряду с электрофизическими параметрами разряда, в одной временной шкале изображены положения максимумов импульсов интенсивности РИ. Показаны максимумы, зарегистрированные разными детекторами и при различных свинцовых фильтрах-ослабителях. Необходимо отметить, что излучение наблюдается и в другие моменты времени, но его интенсивность существенно ниже. В настоящей работе исследуется только излучение, испущенное в промежуток времени 95-420 нс, соответствующие ему электрофизические параметры разряда приведены на Рис 5.1 и Рис. 5.2.

На Рис. 5.1 и Рис. 5.2 приведены электрофизические параметры разряда и характеристики РИ, относящиеся к моменту достижения напряжением, приложенным к промежутку, своего наибольшего значения. В этот момент наблюдается характерный максимум тока, достигаемый на Рис. 5.1 и Рис. 5.2 в момент времени 220 нс. На Рис. 5.1 изображено наложение зависимостей тока и напряжения от времени для 18 из изученных 1200 выстрелов. На Рис. 5.2 приведен пример зависимости тока разряда и приложенного напряжения от времени для одиночного импульса. Можно видеть, что во временных интервалах 95-170 и 185-255 нс как в изображении наложенных кривых серии, так и на одиночной зависимости тока от времени наблюдается две группы высокочастотных осцилляций тока. О таких осцилляциях и о одновременности их возникновения с импульсами РИ, обнаруженной с точностью  $\sim 11$  нс, сообщалось ранее в работе [10]. В настоящей работе вывод [10] подтвержден с более высоким временным разрешением - не хуже 3 нс.



**Рис. 5.2.** Отдельная осциллограмма электрофизических кривых для одного осевого разряда с характерными высокочастотными осцилляциями на зависимости тока от времени, непосредственно наблюдаемыми в каждом разряде серии. Временные метки (1) и (2) – положения максимумов интенсивности излучения анодной области, (3) -катодной области.

Какова причина наблюдаемых осцилляций? В работе [13] высказано предположение, что каждая такая осцилляция соответствует соединению отдельного анодонаправленного и отдельного катодо направленного стримера. Из-за множественности стримеров наблюдается значительное количество таких осцилляций. Если предположить, что эта гипотеза верна, то следует рассмотреть следующий сценарий процесса. Перед соединением между головками стримера, как это уже отмечалось, существует чрезвычайно высокое электрическое поле, которое далеко превышает критерий убегания электронов, а разность потенциалов вполне вероятно превышает 200-300 кВ, которые необходимы для ускорения электрона до такой энергии, с которой он даже по инерции достигнет анода

(Рис. 4.1), что свидетельствует о возможности формирования в эти моменты пучков убегающих электронов высокой энергии, ГИ которых, вероятно, и регистрируется в нашей работе. Если считать, что каждая осцилляция тока соответствует формированию одного пучка убегающих электронов, то стоит ожидать, что каждой осцилляции должен соответствовать импульс РИ. В целом из Рис. 5.1 видно, что наблюдается близкая картина – серии осцилляций совпадают с сериями импульсов РИ. В то же время следует учесть, что каждая вспышка РИ анизотропна по интенсивности и может быть направлена не на детектор, что приводит к тому, что не все импульсы РИ, относящиеся к обнаруженным осцилляциям, будут обнаружены. Такая точка зрения была высказана в работе [10].

На Рис. 5.1 и Рис. 5.2 представлена производная зависимости приложенного напряжения от времени  $dU/dt$ . Из сравнения этой кривой с зависимостями тока разряда и моментами испускания РИ, представленного на Рис. 5.1 и Рис. 5.2, видно, что экстремумы производной приложенного напряжения  $dU/dt$  совпадают с характерными осцилляциями на зависимости тока от времени. Действительно, характерные группы осцилляций наблюдаются в периоды 95-170 и 185-255 нс, что совпадает с особенностями  $dU/dt$  в момент (1) – 135 нс, максимум, и в момент (2) – 220 нс (минимум). Также, как можно видеть, в эти же моменты наблюдается основное испускание квантов РИ.

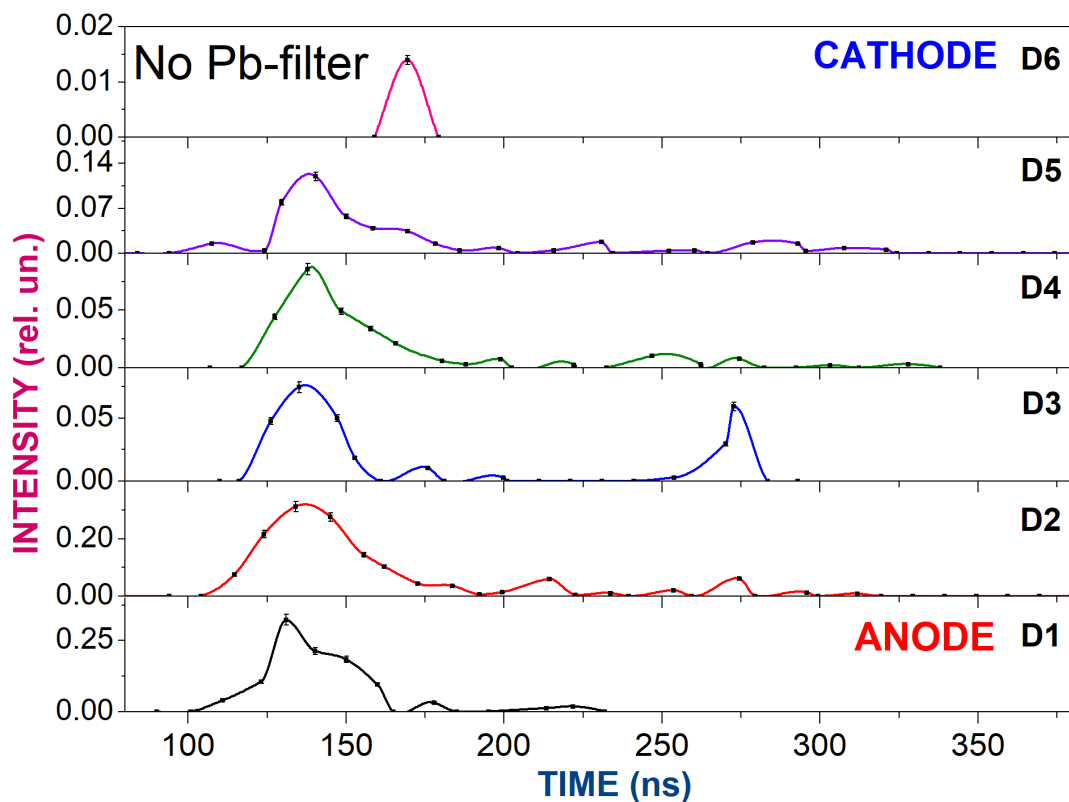
Одновременность импульсов РИ и экстремумов  $dU/dt$  с нашей точки зрения может быть объяснена следующим образом. Перед переключением разрядного промежутка в нем накапливается пространственный заряд, который рассасывается в момент пробоя, что приводит к скачкам  $dU/dt$ .

Из Рис. 5.1 видно, что наиболее жесткое РИ, регистрируемое при максимальной толщине свинцового фильтра-ослабителя (10 мм), наблюдается в момент времени 220-255 нс. Данный факт представляет интерес, так как максимум приложенного напряжения возникает в другой момент времени – в области 170 нс, то есть на ~50 нс ранее. Также существенно, что вблизи момента достижения напряжением своего максимума (170-220 нс) основная часть импульсов РИ

испускается из области анода, а также наблюдаются импульсы из межэлектродного промежутка. В то же время, в период 270-300 нс, на спаде приложенного напряжения, наблюдается серия импульсов из прикатодной области, обладающих достаточно высокой энергией квантов, что позволяет им регистрироваться за свинцовым фильтром толщиной 3 мм, 7 мм и 10 мм.

## 5.2. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения разряда от времени с разрешением по координате вдоль оси разряда

Интегральные по энергии квантов зависимости интенсивности РИ, включающих фотоны с энергией  $\sim 20$  кэВ и более, измеренные без свинцовых ослабителей, приведены на Рис. 5.3.



**Рис. 5.3.** Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от времени в период 95-420 нс, измеренные без свинцовых ослабителей.

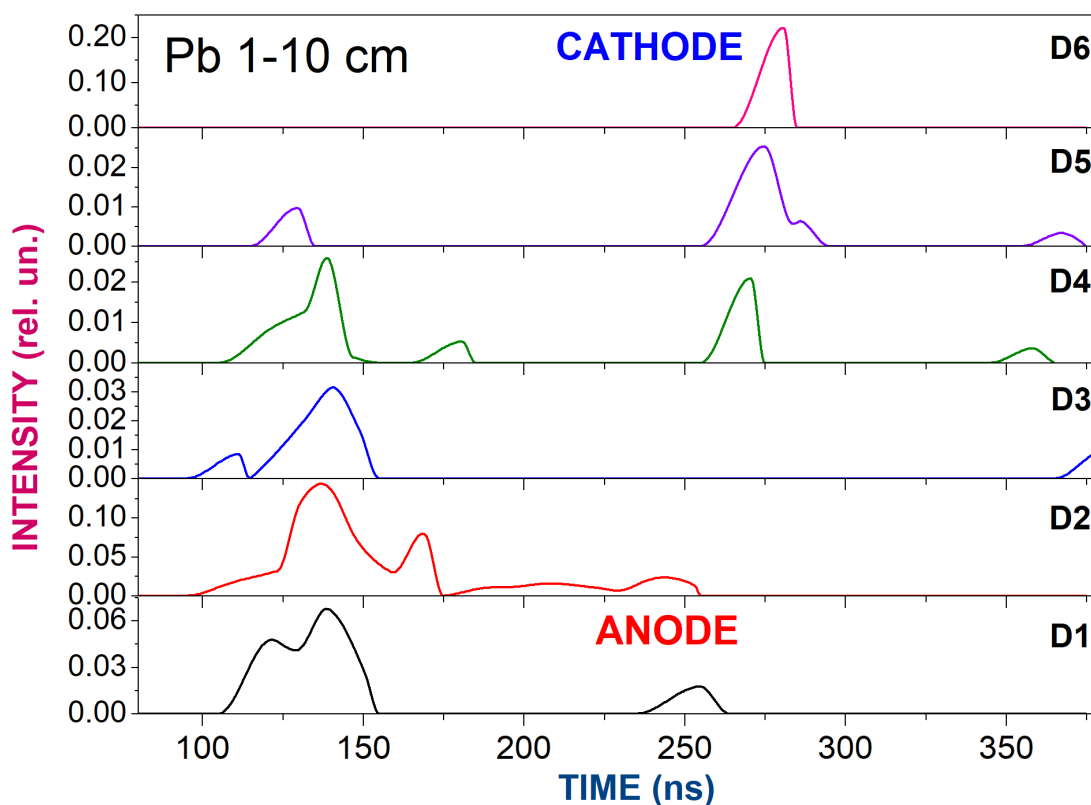


Кривые получены усреднением сигналов от 312 разрядов. Временной отрезок 95-420 нс был разбит на области длительностью по 10 нс, в каждой из которых вычислялась средняя энергия излучения и её стандартное среднеквадратичное отклонение. Из Рис. 5.3 видно, что наибольшая интенсивность излучения для детекторов D1-D5 лежит в области 130-140 нс, что совпадает с моментами осцилляций тока разряда (Рис. 4.2 Гл. 3) и достижением приложенным напряжением своего максимального значения. В последующие моменты времени излучение также наблюдается, но интенсивность его слабее. Из Рис. 5.3 следует, что временные характеристики излучения с энергией от 20 кэВ и более как из области катода, так и из области анода в целом близки друг другу, при этом максимум интенсивности достигается именно в области анода.

Кардинально иная картина наблюдается в излучении с более высокой энергией квантов. На Рис. 5.4 приведены зависимости интенсивности от времени для детекторов, регистрирующих излучение из разных областей разряда, полученные суммированием сигналов, измеренных с использованием всех свинцовых ослабителей, что соответствует общей статистике 883 разрядов, в которых был зафиксирован в общей сложности 91 импульс РИ с энергией кванта 100 кэВ и более.

Из Рис. 5.4 (средняя зависимость интенсивности от времени) следует, что наибольшая интенсивность РИ с энергией кванта более 100 кэВ из областей катода и анода наблюдается в разные моменты времени. Действительно, максимальная интенсивность излучения из области анода (детекторы D1 и D2), а также из центральной области разрядного промежутка (D3 и D4) наблюдается в момент времени 135-140 нс, а из области катода (детекторы D5 и D6) – 275-280 нс, то есть на ~140 нс позже.

Излучение из области катода имеет существенную особенность. По сравнению с излучением из прианодной области, оно имеет значительно меньшую составляющую с мягкой энергией квантов (менее 100 кэВ). Действительно, из Рис. 5.2 следует, число зарегистрированных импульсов РИ без свинцовых фильт-



**Рис. 5.4.** Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от времени в период 95-420 нс, полученные суммированием кривых, полученных для всех свинцовых ослабителей.

ров значительно выше, чем при их использовании, в то время как вероятность регистрации РИ из области катода примерно одинакова как в случае без свинцовых фильтров, так и при их использовании. Следовательно, это излучение обладает энергией квантов не менее  $\sim 100$  кэВ.

Вызывает интерес природа обнаруженного излучения из области катода. Действительно, из области катода наблюдается достаточно жесткое РИ с энергией квантов не менее  $\sim 100$  кэВ, которое нельзя объяснить как характеристическое излучение поверхности катода, вызванное бомбардировкой его ускоренными ионами. Действительно, характеристическая К-линия  $^{26}\text{Fe}$  – основного элемента стального катода - имеет энергию фотона 7,1 кэВ [47], что недостаточно для объяснения наблюдаемого эффекта.

В момент генерации излучения из области катода ток разряда падает в  $\sim 2$  раза по сравнению с моментом генерации излучения из области анода. В этот момент разряд переходит в иной режим (режим спада тока), и механизм излучения в нем должен отличаться от механизма излучения в максимуме тока, наблюдаемого в момент времени  $\sim 210$  нс. Возможно, излучение из области катода возникает в результате торможения вблизи катода электронов, ускоренных под действием сильных электрических полей. Действительно, в этот момент приложенное к промежутку напряжение все ещё близко к максимальному, а значительная кривизна катода приводит к высокой напряженности электрического поля. Свободные электроны могут быть эмитированы, в частности, благодаря термоэлектронной эмиссии с поверхности катода, которая нагревается в результате протекания через нее тока на уровне  $\sim 3$  кА.

Оценим температуру, до которой разогревается поверхность катода при прохождении через него тока силой  $\sim 3$  кА в течение  $\sim 250$  нс. Если принять диаметр токового канала у поверхности катода (катодного факела), равный диаметру кончика катодного острия ( $\sim 100$  мкм), и если использовать теплоёмкость и удельное сопротивление нержавеющей стали по данным [44], соответствующая оценка температуры составляет  $\sim 10^3$  К. В то же время, согласно [50], диаметр катодного факела в изучаемом разряде может составлять и меньшие значения, что соответствует нагреву участков поверхности катода до ещё более высоких температур. Это означает, что термоэлектронная эмиссия с поверхности катода в момент генерации из прикатодной области обнаруженного РИ может обеспечивать разрядный промежуток свободными носителями заряда. Их ускорение в высоком электрическом поле и последующее торможение в газе может, следовательно, приводить к генерации ТИ в прикатодной области.

### **5.3. Заключение к главе 5.**

Полученные результаты показывают, что максимальные высокочастотные осцилляции тока разряда и импульсы его РИ синхронизованы с экстремумами зависимости производной приложенного напряжения от времени. Впервые

обнаружено, что излучение из области анода и центральной области разрядного промежутка имеет одинаковые временные параметры и возникает значительно раньше излучения из области катода. Этот факт демонстрирует, что излучение из области газового промежутка и области анода могут иметь одинаковую природу, связанную с торможением ускоренных электронов в объёме межэлектродного промежутка и в материале анода. Основное РИ из области катода возникает на  $\sim 140$  нс позже, чем из области анода и разрядного промежутка. Механизм генерации этого излучения неизвестен и представляет интересную научную задачу для дальнейших исследований. В механизме его генерации может принимать участие термоэлектронная эмиссия с поверхности разогретого катода.

#### **5.4. Защищаемые положения по итогам главы 5**

- Рентгеновское излучение мегавольтного атмосферного лабораторного разряда из прикатодной области состоит, главным образом, из квантов с энергией  $\hbar\omega > 100$  кэВ и возникает во время спада напряжения на разрядном промежутке через  $\sim 140$  нс после начала излучения из прианодной области.

- Появление максимумов интенсивности рентгеновского излучения из прианодной области, возникающих одновременно со сверхвысокочастотными осцилляциями тока длительностью не более  $\sim 1$  нс совпадает с экстремумами зависимости производной напряжения  $dU/dt$  на разрядном промежутке от времени. Один экстремум зависимости производной напряжения от времени соответствует серии импульсов рентгеновского излучения.

## Заключение

1. Для исследования и моделирования процессов генерации рентгеновского излучения в высоковольтных протяженных атмосферных разрядах создан специализированный экспериментальный стенд. Для разрядной части установки выбрана конфигурация электродов «обратно-конический катод с остриём – сетчатый анод» с межэлектродным расстоянием  $\sim 1$  м. Такая форма катода позволяет максимально стабилизировать параметры разряда, что дает возможность исследовать пространственные свойства излучения разряда с наибольшей точностью. Вместе с этим экспериментально установлено, что выбранная конфигурация электродов позволила получить рентгеновское излучение с наибольшей интенсивностью по сравнению с иными конфигурациями. Максимальное приложенное напряжение составляло  $-1,2$  МВ, время его нарастания  $\sim 200$  нс. Регистрирующая часть установки позволяет проводить исследования временных, энергетических и пространственных характеристик рентгеновского излучения мегавольтных атмосферных разрядов. Она основана на системе сцинтилляционных детекторов, защищенных от воздействия сильных электромагнитных помех, и обладает временным разрешением  $\sim 3$  нс. Система детекторов позволяет измерять распределение интенсивности рентгеновского излучения разряда с угловым разрешением  $10^\circ$  и пространственным  $-12$  см.

2. С использованием свинцовых и алюминиевых фильтров ступенчатого ослабления впервые измерены угловые (по отношению к оси разряда) зависимости интенсивности рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного разряда. Установлено, что рентгеновское излучение обладает угловой анизотропией со стохастическим распределением интенсивности. В общем случае оно характеризуется многолепестковой диаграммой направленности, состоящей из излучения с узким ( $\Delta\theta \leq 10^\circ$ ) и широким ( $\Delta\theta > 40^\circ$ ) угловым раствором. Излучение с широкой диаграммой направленности характеризуется энергией квантов менее  $300$  кэВ, а узкой – более  $300$  кэВ.

3. Измерено пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения вдоль оси разряда. Установлено, что наиболее интенсивное

рентгеновское излучение испускается из прианодной области, когда приложенное напряжение достигает максимума. Интенсивность рентгеновского излучения из области газового промежутка в 5-8 раз меньше. Впервые обнаружено испускание рентгеновского излучения из прикатодной области, интенсивность которого превышает интенсивность излучения из газового промежутка.

4. Определены временные характеристики рентгеновского излучения, испускаемого из прианодной и прикатодной областей. Показано, что излучение из прикатодной области испускается на  $\sim 140$  нс позже, чем из прианодной области и самого анода. Установлено, что импульсы рентгеновского излучения совпадают с точностью  $\sim 10$  нс с экстремумами временной зависимости производной  $dU/dt$  по времени напряжения на разрядном промежутке. Появление импульсов рентгеновского излучения из прианодной области также совпадает по времени с формированием сверхвысокочастотных колебаний тока разряда. Один экстремум зависимости  $dU/dt$  от времени соответствует серии импульсов рентгеновского излучения.

5. Установлено, что излучение из прианодной области обусловлено торможением электронов в газовом промежутке и материале анода. Энергетические характеристики излучения, определенные с помощью фильтров ступенчатого ослабления и по параметрам его угловой анизотропии, свидетельствуют о том, что оно вызвано убегаящими электронами с максимальными энергиями не менее  $\sim 300$  кэВ.

## Благодарности

Приношу глубокую искреннюю благодарность и огромную признательность своему первому научному руководителю - **Агафонову Алексею Вениаминовичу**, совместное многолетнее сотрудничество и работа с которым привела к постепенному выяснению многих ранее неизвестных научных вопросов решению многих ранее не решенных проблем в физике плазмы атмосферных разрядов, и постановке исследовательской научной задачи поиска анизотропных свойств рентгеновского излучения атмосферного разряда.

Доктор физико-математических наук Агафонов Алексей Вениаминович (05.01.1947 – 28.03.2020), главный научный сотрудник ОФВПЭ (Отдел физики высоких плотностей энергии, ранее Лаборатория проблем новых ускорителей - ЛПНУ), значительное время занимал должность заместителя руководителя отделения ядерной физики и астрофизики (ОЯФА) ФИАН.

Вся его научная деятельность была связана с ФИАН, куда он пришел в 1970 году после окончания Московского инженерно-физического института, и где защитил кандидатскую и докторскую диссертации.

Алексей Вениаминович - был выдающимся специалистом в области ускорителей заряженных частиц, физики сильноточных пучков, мощных электрических разрядов и вещества с высокой плотностью энергии. Под его руководством или с его участием в Лаборатории проблем новых ускорителей ОЯФА ФИАН, которой он заведовал с 2012 по 2019 г., проведены уникальные экспериментальные исследования генерации частиц и исследования различных излучений в высоковольтных разрядах в атмосфере, процессов формирования электронных потоков в плазме X-пинчей и возникновения разрядного канала в газах в сверхсильных электрических полях.

Алексей Вениаминович был самокритичным и требовательным ученым, блестящим теоретиком, активно участвовал в разработке новых экспериментов, их реализации, анализе последующих результатов, пользовался заслуженным авторитетом, многие его научные труды хорошо известны в нашей стране и за

рубежом. Его вклад и влияние на развитие этой области физики в данных исследовательских вопросах трудно переоценить.

В то же время он был талантливым руководителем, организовавшим и обеспечившим работу Лаборатории в крайне сложное для российской науки время.

Успехи Лаборатории во многом определялись дружеской и творческой атмосферой взаимного уважения, которая в ней поддерживалась благодаря усердию и человеческим качествам Алексея Вениаминовича Агафонова.

Под его руководством впервые созданы новые спектрометрические системы и диагностическо-измерительные комплексы, совершенствовалась методика фильтров ступенчатого ослабления для исследования РИ, проведены многочисленные модификации установки ЭРГ, достоверно зарегистрированы анизотропные свойства высокоэнергичных рентгеновских и гамма-квантов генерируемых в протяженном атмосферном разряде. В результате этих масштабных работ были создан обширный задел для перехода к следующему этапу исследований, а именно - к выявлению энергетического, пространственного и временного распределения источников РИ и их взаимосвязи с электрофизическими параметрами самого разряда.

Так же приношу благодарность и огромную признательность своему второму научному руководителю - канд. физ.-мат. наук **Огинову Александру Владимировичу**, - ведущему научному сотруднику Отдела физики высоких плотностей энергии, с которым также сложилось очень плодотворное и долговременное совместное исследовательское сотрудничество в области изучения атмосферных разрядов в целом и их свойств в области РИ, в частности.

Отдельно приношу благодарность **Савинову Сергею Юрьевичу** и **Рябову Владимиру Алексеевичу** за активную столь необходимую поддержку всех исследований, так или иначе связанных с атмосферными разрядами.

Особую благодарность выражаю всем коллегам по лаборатории ОФВПЭ ФИАН, а также всем сотрудникам других подразделений ФИАН и других организаций, внесшим возможный или необходимый вклад в настоящую работу, и



просто дружески-настроенным людям, отмечанным своим большим бескорыстным желанием так или иначе помочь в исследованиях данной работы.

## Литература

- [1] Райзер Ю. П., Физика газового разряда: Учеб. руководство: Для вузов. - 2-е изд., перераб. и дор. - М.:Наука, Гл. Ред. физ.-мат. лит., 1992 - 536 с.
- [2] Месяц Г. А., Импульсная энергетика и электроника - М.: Наука, 2004. - 704 с.
- [3] Месяц Г. А., Васенина И. В. Позиционирование наносекундного диффузно-канального разряда в атмосферном воздухе //Физика плазмы. – 2021. – Т. 47. – №. 9. – С. 824-828.
- [4] Гуревич А. В., Зыбин К. П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы //Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171. – №. 11. – С. 1177-1199.
- [5] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков //Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174. – №. 9. – С. 953-971.
- [6] Dwyer J. R., Uman M. A. The physics of lightning //Physics Reports. – 2014. – Т. 534. – №. 4. – С. 147-241.
- [7] Репьев А. Г., Репин П. Б. Пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузного атмосферного разряда //Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – №. 1. – С. 78-85.
- [8] Агафонов А. В., Огинов А. В., Шпаков К. В. Допробойная фаза атмосферных разрядов // Письма в журнал "Физика элементарных частиц и атомного ядра". – 2012. – Т. 9. – №. 4-5. – С. 629-634.
- [9] Oreshkin E. V., Barenholts S. A., Chaikovsky S. A., Oginov A. V., Shpakov K. V., Bogachenkov V. A. Bremsstrahlung of fast electrons in long air gaps //Physics of plasmas. – 2012. – Т. 19. – №. 1. – С. 013108.

[10] Kochkin P. O., Nguyen C. V., van Deursen A. P. J., Ebert U. Experimental study of hard x-rays emitted from metre-scale positive discharges in air //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2012. – T. 45. – №. 42. – C. 425202.

[11] Kochkin P. O., van Deursen A. P. J., Ebert U. Experimental study on hard X-rays emitted from metre-scale negative discharges in air //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – T. 48. – №. 2. – C. 025205.

[12] Kochkin P. O., van Deursen A. P. J., Ebert U. Experimental study of the spatio-temporal development of metre-scale negative discharge in air //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – T. 47. – №. 14. – C. 145203.

[13] Kochkin P., Köhn C., Ebert U., van Deursen L. Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air //Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – T. 25. – №. 4. – C. 044002.

[14] Østgaard N., Carlson B. E., Nisi R. S., Gjesteland T., Grøndahl Ø., Skeltved A., Lehtinen N. G., Mezentsev A., Marisaldi M., Kochkin P. Relativistic electrons from sparks in the laboratory //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2016. – T. 121. – №. 6. – C. 2939-2954.

[15] da Silva C. L., Millan R. M., McGaw D. G., Yu C. T., Putter A. S., LaBelle J., Dwyer J. Laboratory measurements of X-ray emissions from centimeter-long streamer corona discharges //Geophysical Research Letters. – 2017. – T. 44. – №. 21. – C. 11,174-11,183.

[16] Rahman M., Hettiarachchi P., Cooray V., Dwyer J., Rakov V., Rassoul H. K. Observations of x-rays from laboratory sparks in air at atmospheric pressure under negative switching impulse voltages //Atmosphere. – 2019. – T. 10. – №. 4. – C. 169.

[17] Bogatov N. A., Kostinskiy A. Y., Syssoev V. S., Andreev M. G., Bulatov M. U., Sukharevsky D. I., Mareev E. A., Rakov V. A. Experimental investigation of the streamer zone of long-spark positive leader using high-speed photography and

microwave probing //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2020. – Т. 125. – №. 11. – С. e2019JD031826.

[18] Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2014. – Т. 99. – №. 7. – С. 452-456.

[19] Babich L. P., Vochkov E. I., Kutsyk I. M., Neubert T., Chanrion O. A model for electric field enhancement in lightning leader tips to levels allowing X-ray and  $\gamma$  ray emissions //Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2015. – Т. 120. – №. 6. – С. 5087-5100.

[20] Бакшт Е. Х., Бураченко А. Г., Козырев А. В., Костыря И. Д., Ломаев М. И., Петин В. К., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф., Шляхтун С. В. Спектры электронов и рентгеновских квантов при диффузном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления //Журнал технической физики. – 2009. – Т. 79. – №. 1. – С. 51.

[21] Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. – 2-е изд., М.:Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. – 656 с.

[22] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. II. Теория поля. — 8-е изд., стереот.-М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.- 536 с.-ISBN 5-9221-0056-4 (Т. II).

[23] Schaal M. M., Dwyer J. R., Rassoul H. K., Hill J. D., Jordan D. M., Uman M. A. The angular distribution of energetic electron and X-ray emissions from triggered lightning leaders //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2013. – Т. 118. – №. 20. – С. 11,712-11,726.

[24] Чайковский С. А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Богаченков В.А., Волков Е.Н., Суковатицин Ю.А. Маслонаполненный ГИН с проходным масло-воздух изолятором для экспериментов по изучению пробоя длинных атмосферных

промежутков //Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58. – №. 9-2. – С. 258-262.

[25] Чайковский С.А., Огинов А.В., Шпаков К.В., Богаченков В.А., Орешкин В.И. Эксперименты по инжекции электронного пучка в длинный атмосферный промежуток при импульсном напряжении до 0.8 МВ //Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58. – №. 9-2. – С. 253-257.

[26] Gurevich A. V., Garipov G. K., Almenova A. M., Antonova V. P., Chubenko A. P., Kalikulov O. A., Karashtin A. N., Kryakunova O. N., Lutsenko V. Yu., Mitko G. G., Mukashev K. M., Nam R. A., Nikolaevsky N. F., Osedlo V. I., Panasyuk M. I., Ptitsyn M. O., Piscal V. V., Ryabov V. A., Saduev N. O., Sadykov T. Kh., Saleev K. Yu., Salikhov N. M., Shepetov A. L., Shlyugaev Yu. V., Svertilov S. I., Vil'danova L. I., Zastrozhnova L. I., Zhantaev Z. S., Zhilchenko K. S., Zhukov V. V., Zybin K. P. Simultaneous observation of lightning emission in different wave ranges of electromagnetic spectrum in Tien Shan mountains //Atmospheric Research. – 2018. – Т. 211. – С. 73-84.

[27] Gurevich A. V., Almenova A. M., Antonova V. P., Chubenko A. P., Karashtin A. N., Kryakunova O. N., Lutsenko V. Yu., Mitko G. G., Ptitsyn M. O., Piscal V. V., Ryabov V. A., Salikhov N. M., Sadykov T. Kh., Shepetov A. L., Shlyugaev Yu. V., Thu W. M., Vil'danova L. I., Zastrozhnova N. N., and Zybin K. P. Observations of high-energy radiation during thunderstorms at Tien-Shan //Physical Review D. – 2016. – Т. 94. – №. 2. – С. 023003.

[28] Torii T., Takeishi M., Hosono T. Observation of gamma-ray dose increase associated with winter thunderstorm and lightning activity //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2002. – Т. 107. – №. D17. – С. ACL 2-1-ACL 2-13.

[29] Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R., Horack J. M., Koshut T., Kouveliotou C., Pendleton G. N., Meegan C. A., Wilson R. B., Paciesas W. S., Goodman S. J. and Christian H. J. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin //Science. – 1994. – Т. 264. – №. 5163. – С. 1313-1316.

[30] Agafonov A. V., Oginov A. V., Rodionov A. A., Ryabov V. A. and Shpakov K. V. Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge //Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – T. 28. – №. 9. – C. 095014.

[31] Agafonov A. V., Bogachenkov V. A., Chubenko A. P., Oginov A. V., Rodionov A. A., Rusetskiy A. S., Ryabov V. A., Shepetov A. L. and Shpakov K. V. Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – T. 50. – №. 16. – C. 165202.

[32] Parkevich E. V., Shpakov K. V., Baidin I. S., Rodionov A. A., Khirianova A. I., Khirianov T. F., Bolotov Ya. K., Medvedev M. A., Ryabov V. A., Kurilenkov Yu. K., and Oginov A. V. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge //Physical Review E. – 2022. – T. 105. – №. 5. – C. L053201.

[33] Kochkin P., Köhn C., Ebert U., van Deursen L. Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air //Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – T. 25. – №. 4. – C. 044002.

[34] Gurevich A. V., Medvedev Y. V., Zybin K. P. Thermal electrons and electric current generated by runaway breakdown effect //Physics Letters A. – 2004. – T. 321. – №. 3. – C. 179-184.

[35] Gurevich A. V., Zybin K. P. Runaway breakdown and the mysteries of lightning //Phys. Today. – 2005. – T. 58. – №. 5. – C. 37-43.

[36] Gurevich A. V., Zybin K. P., Medvedev Y. V. Runaway breakdown in strong electric field as a source of terrestrial gamma flashes and gamma bursts in lightning leader steps //Physics Letters A. – 2007. – T. 361. – №. 1-2. – C. 119-125.

[37] Koch H. W., Motz J. W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data //Reviews of modern physics. – 1959. – T. 31. – №. 4. – C. 920.

[38] Haug E. Bremsstrahlung cross-section with screening and Coulomb corrections at high energies //Radiation Physics and Chemistry. – 2008. – Т. 77. – №. 3. – С. 207-214.

[39] Родионов А. А., Агафонов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байдин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В. Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 4. – С. 225-232.

[40] Система NIST ESTAR:

<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

[41] Клаус Групен, Детекторы элементарных излучений, пер. с англ. Н.Ю. Эйдельман и Ю.И. Эйдельмана, под ред. Л.М. Курадзе и С.И. Эйдельмана. Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. - 413 с.

[42] Родионов А. А., Огинов А. В., Шпаков К. В. Сцинтилляционные детекторы повышенной чувствительности и временного разрешения на основе ФЭУ для исследования измерений в условиях сильных электромагнитных помех //Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – №. 4. – С. 463-467.

[43] Wei K., Hei D., Weng X., Tan X., Liu J. Nonlinear characteristics of several scintillators studied by 70 MeV electron pulse excitation //Applied Radiation and Isotopes. – 2020. – Т. 156. – С. 108992.

[44] Кикоин И. К. Таблицы физических величин. Справочник. – 1976.

[45] База данных NIST: <https://www.nist.gov/pml/x-ray-and-gamma-ray-data>

[46] Месяц Г. А., Зубарев Н. М., Васенина И. В. Убегающие электроны, испускаемые электронными лавинами, в наносекундных разрядах в воздухе //Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2020. – Т. 47. – №. 7. – С. 32-38.

[47] Тарасенко В. Ф., Найдис Г. В., Белопловтов Д. В., Сорокин Д. А., Ломаев М. И., Бабаева Н. Ю. Измерение и моделирование скорости стримера при пробое воздуха в резко неоднородном электрическом поле //Физика плазмы. – 2020. – Т. 46. – №. 3. – С. 273-280.

[48] Родионов А. А., Агафонов А. В., Рябов В. А., Шпаков К. В., Байлин И. С., Болотов Я. К., Медведев М. А., Паркевич Е. В., Мозговой А. Г., Огинов А. В. Временные параметры ионизирующего излучения анодной и катодной локализации в мегавольтном разряде //Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 7. – С. 38-49.

[49] М. А. Блохин, Физика рентгеновских лучей, Гос. изд-во технико-теорет. лит-ры, 1953 – 518 с.

[50] Медведев М.А., Паркевич Е.В., Огинов А.В., Захаров С.М., Байдин И.С. Внутренняя микроструктура токовых каналов протяженного искрового разряда //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2021. – Т. 48. – №. 12. – С. 9-15.



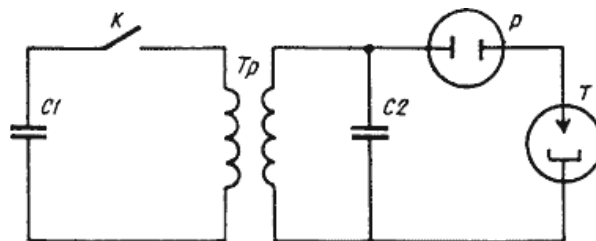
## Приложение. Дополнительные калибровочные данные.

### 1. Рентгеновский аппарат серии «РИНА»

Первые импульсные рентгеновские установки, в нашей стране были созданы под руководством В.А. Цукермана (1958 -1965 годы), который являлся основоположником отечественной импульсной рентгенотехники [П1,П2]. Также значительный вклад в разработку подобных установок внесли И.А. Трошкин, К.Ф. Зеленский, Н.В. Белкин, Э.А. Авилов, В.В. Боголюбов, Г.В. Александрович и Л.М. Худякова. Одними из получивших широкое применение серийных образцов, востребованных промышленностью, стали аппараты серии «РИНА» (позднее «АРИНА»), при этом также был налажен выпуск и их основных комплектующих элементов: импульсных рентгеновских трубок, а также высоковольтных разрядников-обострителей.

### 2. Общее устройство прибора и принцип действия

Импульсные аппараты серии РИНА (АРИНА) выполнены по единой принципиальной емкостной схеме, приведенной на Рис. П-1.



**Рис. П-1** – Принципиальная схема аппаратов серии РИНА: С1 – накопительный конденсатор; К – ключ (первичный коммутатор); Тр – импульсный трансформатор; С2 – разрядная емкость; Р – разрядник-обостритель; Т – рентгеновская трубка.

Накопительный конденсатор С1 заряжается от источника первичного напряжения, расположенного в пульте управления прибора. При замыкании ключа К (им служит газовый коммутатор-разрядник) предварительно заряженный накопительный конденсатор С1 разряжается через первичную обмотку

трансформатора Тр (один из вариантов схемы трансформатора Тесла, где используется резонанс частот двух колебательных LC-контуров, связанных между собой посредством электромагнитной индукции). При этом во вторичной его обмотке возникает импульс высокого напряжения длительностью порядка  $\sim 10^{-6}$ с, заряжающий выходную емкость С2 до напряжения 100-200 кВ в зависимости от типа используемого аппарата.

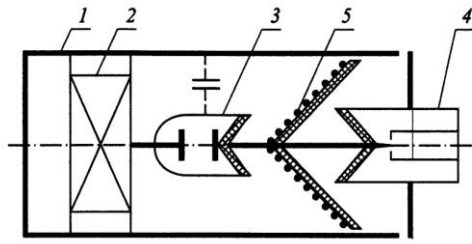
Разрядник-обостритель Р преобразует энергию, накопленную в емкости С2, в импульс высокого напряжения длительностью  $\sim 10^{-8}$ с, который прикладывается к электродам двухэлектродной вакуумной рентгеновской трубки Т. Импульсный трансформатор, разрядник-обостритель и рентгеновская трубка располагаются в отдельном внешнем металлическом корпусе (цилиндре), заполненном минеральным трансформаторным маслом. Этот цилиндр, в дальнейшем будем называть высоковольтным блоком или блоком излучателя.

В блоке излучателя располагается рентгеновская трубка с холодным катодом, которая работает при фиксированных значениях тока и напряжения за импульс. Генерация вспышек излучения происходит в вакуумном промежутке трубки в момент взрывной электронной эмиссии, вызванной короткими наносекундными импульсами высокого напряжения на её электродах.

### **3. Высоковольтная часть прибора**

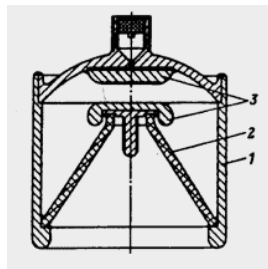
В рентгеновских генераторах с емкостным накопителем применяется схема, где в качестве источника импульсного напряжения используют генератор с трансформатором Тесла.

Высоковольтный блок - трансформатор, разрядник и рентгеновская трубка, объединённые общим токопроводящим корпусом (Рис. П-2).



**Рис. II-2** – Схематический чертеж высоковольтного блока: 1 – корпус, 2 – трансформатор, 3 – разрядник-обостритель, 4 – рентгеновская трубка, 5 – катушка индуктивности.

Одним из основных элементов высоковольтного блока, который определяет характеристики и срок службы аппарата, является разрядник-обостритель (рис. II-3).



**Рис. II-3** – Схематический чертеж разреза разрядника-обострителя Р-43: 1 - корпус, 2 - изолятор, 3 – электроды.

Он состоит из стального цилиндрического корпуса 1, керамического изолятора 2 в виде усеченного конуса и двух электродов 3 из тугоплавкого металла, один из них припаян к крышке корпуса, другой - к изолятору. Рабочий объем разрядника заполнен техническим водородом или азотом под давлением 30 - 40 атмосфер. Благодаря высокому давлению, при пробое межэлектродного зазора, электрический импульс с выхода импульсного трансформатора сокращается по длительности примерно в 100 раз, что и обеспечивает взрыв микроострий катода рентгеновской трубки.

Напряжение срабатывания разрядника-обострителя является рабочим напряжением рентгеновской трубки. Разрядник имеет два резьбовых вывода, с помощью которых он с одной стороны соединяется с импульсным трансформатором, а с другой - с рентгеновской трубкой.

Металлический корпус разрядника совместно с корпусом высоковольтного блока образуют конструктивный конденсатор- выходную емкость  $C_2$ , которая разряжается через рентгеновскую трубку. Величина этой емкости определяет амплитуду импульса тока в трубке, а, следовательно, и интенсивность рентгеновской вспышки. Минимальная паразитная индуктивность схемы обеспечивается за счет коаксиального расположения рентгеновской трубки, разрядника и трансформатора.

Амплитуда импульса тока в описываемых аппаратах составляет 500 - 1000 А при длительности 10-20 нс, а частота следования импульсов составляет 5 - 20 Гц в зависимости от марки аппарата. Средний ток через рентгеновскую трубку при этом находится в пределах 0,1 - 0,5 мА. Величина среднего тока зависит от амплитуды импульса, его длительности и частоты следования импульсов. В отличие от классических накальных трубок, в трубках с взрывным катодом средний ток, так же как и высокое напряжение, не регулируется и определяется только частотой следования импульсов излучения.

В аппаратах серии РИНА применяется малогабаритный неуправляемый разрядник-обостритель высокого давления Р-43. Согласно паспортным данным, напряжение срабатывания разрядников-обострителей типа Р-43 находятся в интервале 140 - 170 кВ. Относительный среднеквадратичный разброс напряжения пробоя – 5%. Время коммутации разрядника – 3 нс. Частота следования импульсов – 50 Гц. Коммутируемая энергия -2 Дж. Время непрерывной работы – 100 с, время паузы – 140 с.

Величина напряжения на трубке, указанная в ее паспорте - это величина максимально допустимая для данного типа трубки. Реальное же рабочее напряжение может меняться в зависимости от срабатывания разрядника-обострителя. В аппарате РИНА-1Д используется трубка ИМА 6-100Д с максимальным паспортным напряжением 100 кВ, рабочий режим ее составляет 100 – 120 кВ.

#### **4. Рентгеновская трубка**

В основе действия применяемых в импульсном аппарате РИНА рентгеновских трубок лежит принцип взрывной электронной эмиссии и эффект самовосстанавливающегося катода. В вакуумном диоде создается необходимая напряженность электрического поля. Области катода сильно разогреваются, в результате чего возникает взрыв. Образовавшаяся в результате взрыва плазма становится источником электронов. На катоде образуется жидкая металлическая составляющая. Из нее электрическое поле вытягивает микроострия, при этом на твердой части катода образуются кратеры. Таким образом, при каждом импульсе создаётся определённый новый микрорельеф катода. Данный эффект, получил название эффекта самовосстанавливающегося катода, и был реализован в рентгеновских двухэлектродных трубках дефектоскопа РИНА.

В импульсной рентгеновской аппаратуре применяют в большинстве случаев двухэлектродные отпаянные трубки. Применение данных трубок стало возможным благодаря разработке схем формирования высоковольтных импульсов с обостряющим разрядником. Характерные времена коммутации с помощью разрядников обеспечивали скорости нарастания напряжения на уровне  $10^{14}$  В/с, соответственно, двухэлектродные рентгеновские трубки разработаны под данные требования.

Двухэлектродная трубка с холодным катодом изображена на Рис. П-4 [ПЗ]:

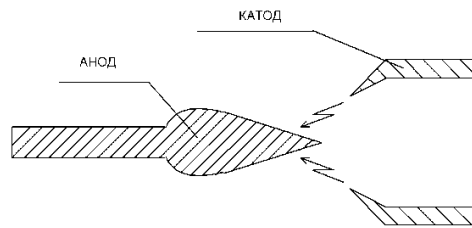


Рис. П-4 – Двухэлектродная трубка с холодным катодом.

Импульсные трубки имеют коаксиальную или плоскую систему электродов. В приборах коаксиального типа анод выполняется конической формы, изготовленный чаще всего из вольфрама. Для трубок плоской конструкции применяется прострельный анод, выполненный из тантала, либо вольфрама, при этом данные трубки характеризуются большим размером фокусного пятна. РИ, излучаемое трубками, не является монохроматическим. В то же время кроме тормозного, присутствуют пики характеристического излучения рения (для трубки ИМА 2-150 Д) и вольфрама (для ИМА 6- 100 Д).

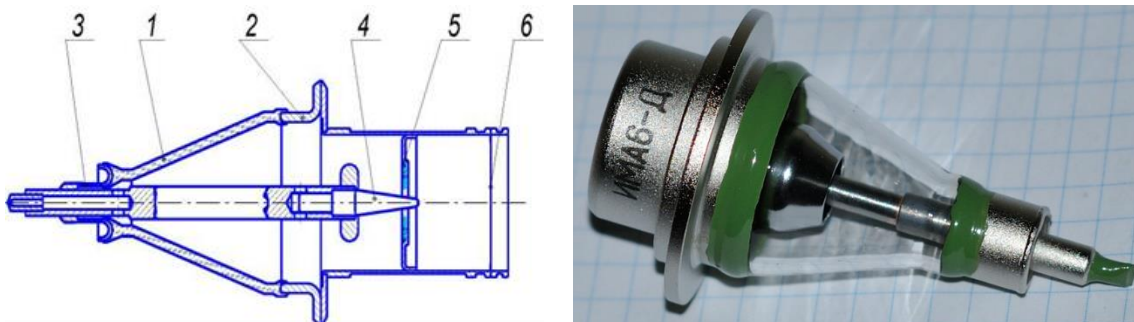


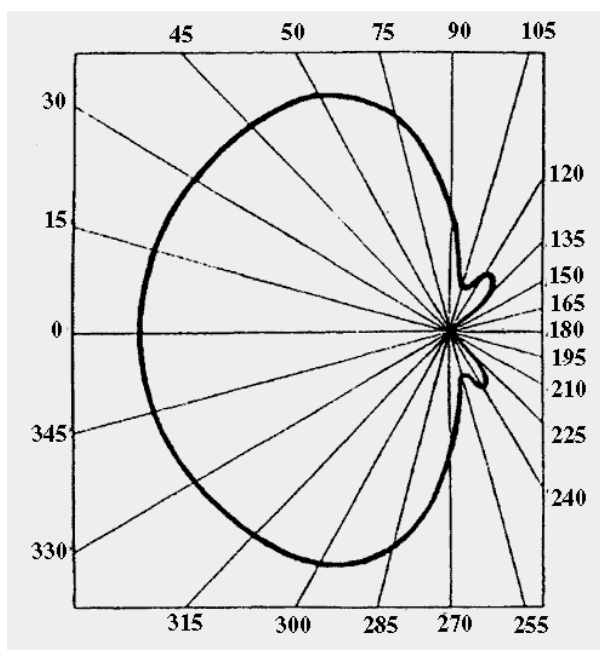
Рис. П-7 – Схема продольного разреза и фотография импульсной рентгеновской трубки ИМА 6- 100 Д. 1 – изолятор, 2 - корпус трубки, 3 - шток трубки, 4 – анод, 5 – катод, 6 - выходное окно.

Острогофокусная рентгеновская трубка типа ИМА 6-100 Д с лезвийным катодом, выполненном в виде шайбы, внутренняя кромка которой охватывает острый анод, представлена на Рис. П-7. Изолятор данной трубки выполнен в

виде полого усеченного конуса, большее основание которого соединено с корпусом, а меньшее – с выводом анода.

Несмотря на отсутствие принудительной фокусировки электронов, при такой геометрии электродов, действующая проекция фокусного пятна в плоскости, перпендикулярной к оси трубки, для пучков небольшой расходимости представляет собой круг (или кольцо), диаметр которого близок к диаметру вольфрамовой иглы (2—4 мм). Фокус трубки ИМА 6-100 Д имеет вид кольца с углом при вершине конуса  $14.25^\circ$ , его размер от 2,0 до 2,3 мм, при этом по расположению он углублен внутрь относительно выходного окна на 20 мм.

Диаграмма направленности излучения данной рентгеновской трубки (согласно справочным данным) представлена на Рис.П-8.



**Рис. П-8** – Диаграмма направленности излучения импульсной рентгеновской трубки ИМА 6- 100 Д (техн. данные прибора).

Видно, что интенсивность излучения под углом  $90^\circ$  к оси рентгеновской трубки в 2-2,5 раза меньше интенсивности излучения вдоль ее оси.

Недостатком данной трубки является плохой теплоотвод с электродов, из-за чего снижается средняя выходная мощность при длительном использовании. Однако, использование данной трубки при пониженном напряжении позволяет сохранить воспроизводимость внутренней эмиссии от импульса к импульсу, повышает общий срок эксплуатации, сохраняет одинаковыми общие рентгентехнические параметры.

## **5. Паспортные данные прибора РИНА-1Д**

Рентгеновский импульсный наносекундный аппарат РИНА-1Д (РИНА-0Д) предназначен для рентгеновского просвечивания сварных соединений в нестационарных условиях.

Технические характеристики аппарата [6]:

- потребляемая мощность аппарата 0,1 кВт;
- амплитуда импульса высокого напряжения на рентгеновской трубке, 100 – 200 кВ;
- длительность вспышки излучения  $2 \cdot 10^{-8}$  сек;
- доза излучения за импульс на расстоянии 5 см от анода трубки 50-80 мР;
- телесный угол диаграммы направленности рентгеновского излучения, (используемая рентгеновская трубка ИМА 6- 100 Д), градусы 150°;
- частота рентгеновских вспышек 15 Гц, частота колебаний 50 Гц;
- напряжение питания 220 В.

## **6. Паспортные данные трубки ИМА 6-100 Д**

Трубка рентгеновская ИМА6-Д (или ИМА 6-100 Д) импульсная, малогабаритная с холодным катодом, работает в рентгеновских аппаратах



наносекундного диапазона, предназначена для диагностики и промышленного просвечивания материалов.

Рентгенооптические параметры:

- диаметр эффективного фокусного пятна 2,1-2,3 мм;
- экспозиционная доза рентгеновского излучения за импульс (среднее значение за 1000 импульсов)  $0,9 \cdot 10^{-7}$  Кл/кг, или 0,35 мР (при напряжении трубки 100 кВ. расстоянии от окна трубки до камеры дозиметра 250 мм, ёмкости, разряжаемой на трубку 30 пф);
- угол раствора рабочего пучка рентгеновского излучения, не менее 40°;

Допустимые режимы эксплуатации:

- напряжение трубки, не более 100 кВ;
- частота следования импульсов, не более 100 с<sup>-1</sup>;
- время выдержки под напряжением, не более 5 с, время перерыва не более 1 мин (после 10 циклов время перерыва не менее 10 мин);
- время выдержки под напряжением, не более 10 с, время перерыва не более 2 мин (после 5 циклов время перерыва не менее 5 мин);
- минимальная наработка 500 000 импульсов.

Габаритные размеры трубки:

- диаметр 38 мм;
- длина 76 мм;
- масса 70 г.

## **7. Отмеченные особенности прибора и выводы о его применимости для задачи проведения калибровки системы сцинтилляционных детекторов.**

В ходе использования аппарата РИНА-1Д автором диссертационной работы были установлены следующие особенности прибора:

-требуется ручная тренировка трубки, то есть перед началом измерений необходимо сделать несколько рентгеновских снимков с постепенным увеличением экспозиции;

-так как выход излучения торцевой, прибор подходит для направленного и панорамного просвечивания конструкций;

-устройство можно эксплуатировать при температуре от минус 40 до плюс 50 градусов и относительной влажности до 98%;

-системы принудительного охлаждения трубки нет, при необходимости охладить прибор необходимо делать перерыв;

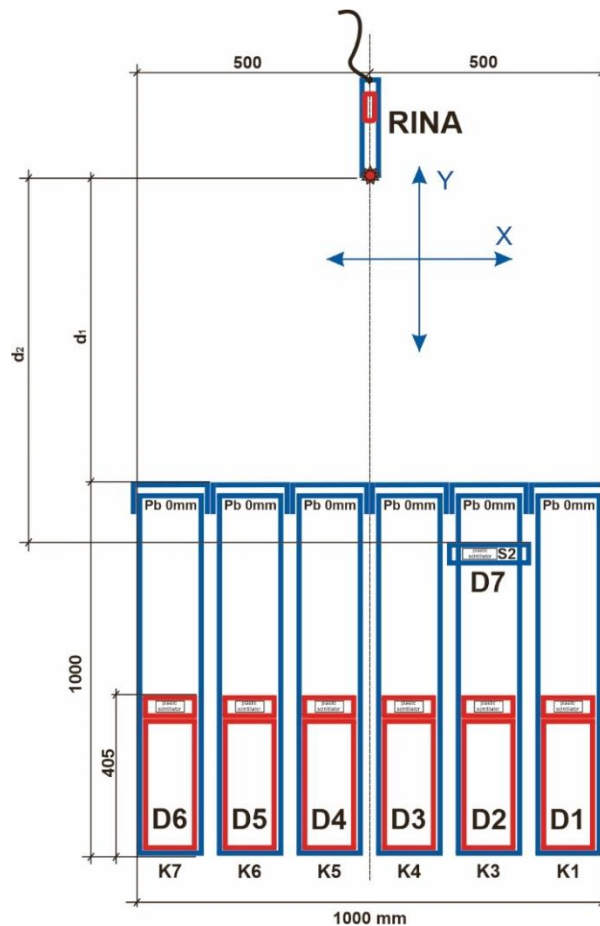
- отсутствие возможности оперативной регулировки выходного напряжения и, как следствие, эффективной энергии РИ.

Ток и напряжение в рентгеновском аппарате РИНА регулировать нельзя. Есть возможность регулировки времени экспозиции или количества импульсов. Нужные параметры можно установить встроенным таймером. Так как напряжение не регулируется, влиять на качество снимков путем изменения его показателей невозможно.

В заключение данного обзора отметим, что данный аппарат позволяет получать качественные и в некоторой степени количественные калибровочные данные для системы сцинтилляционных детекторов, а также проводить контроль и точную настройку внутренних параметров при сборке и обслуживании основных оптических элементов (колба ФЭУ-30, полированная сцинтилляционная поверхность, «воздушный стык», прижим и герметизация конструктивных узлов) внутри кожуха детектора.

## 8. Калибровка детектирующей системы рентгеновским аппаратом «РИНА»

Калибровка детектирующей системы проводилась на основе рентгеновского импульсного наносекундного аппарата РИНА-1Д., который вместе с детекторами D1, D2, D3, D4, D5, D6 был расположен в плоскости стального оптического стола, как показано на рис. 1. Детектор D7 (S2) был установлен над детекторами D1 - D6 в качестве реперного, позволяющего осуществлять дополнительный контроль над учетом регистрируемых импульсов РИ. Все основные размеры и расстояния используемые при проведении калибровки показаны на схематическом чертеже (Рис. П-9.).



**Рис. П-9.** Основной схематический чертеж основных размеров и расстояний при проведении калибровки детекторов D1 - D6.

Предварительно, перед экспериментом была проведена небольшая дополнительная серия, состоявшая из 20 выстрелов, для оценки уровня

регистрируемых сигналов с колб ФЭУ-30, установленных внутри детекторов D1 - D6, а также оценки необходимой толщины (выраженной в мм) свинцовых крышек-ослабителей РИ и гамма-излучений.

При этом были получены необходимые параметры - крышки Pb\_3 мм являются оптимальным вариантом для проведения калибровки. При полном отсутствии крышек и нормальном падении РИ (используемое расстояние  $d_1$ : от 1920 мм до 500 мм) на детектор с коллиматором, в частности на детектор D2, регистрируемая на осциллографе амплитуда импульса с колбы ФЭУ составила около 14 В и изменялась в зависимости от расстояния незначительно, что является режимом, опасно близким к режиму насыщения для используемых колб ФЭУ-30, в данном калибровочном эксперименте, где нижняя граница выхода на данный режим составляет 16-18 В в зависимости от конкретной колбы и/или детектора.

При этом при использовании крышки-ослабителя Pb\_3 мм, и варьировании расстояния  $d_1$  от 2080 мм до 0 мм, получен диапазон регистрируемых сигналов ФЭУ от 1,5 до 12 В, что является оптимальным калибровочным диапазоном. При попытках использования больших толщин крышек-ослабителей Pb, было выявлено, что соотношение сигнал/шум значительно ухудшается, что отрицательно влияет на возможность проведения калибровки на имеющемся оборудовании достаточно качественно и достоверно.

Также, в данном предварительном эксперименте удалось оценить жесткость РИ от аппарата РИНА. При одинаковых условиях калибровки и расстоянии  $d_1 = 1920$  мм на детекторе D2 были получены амплитудные значения: 14 В при условной крышке-ослабителе Pb\_0 мм и 2 В при крышке-ослабителе Pb\_3 мм. Из этих данных следует, что при таком ослаблении на 3-х мм свинца, согласно справочным данным [П4] и известным справочно-паспортным параметрам прибора РИНА, регистрируемое РИ имеет энергию  $120 \pm 10$  кэВ, а также характеризуется широкой, симметричной и равномерной диаграммой направленности в десятки градусов.

Эксперимент состоял из одной общей серии в 320 выстрелов, разделенной на 3 подсерии: первая подсерия: 1-20 выстрелы, вторая подсерия: 21-80 выстрелы, третья подсерия: 81-320 выстрелы. Целью разных подсерий было выяснение различных свойств либо системы детекторов в составе коллимирующей сборки из свинца, либо рентгеновской трубки в составе рентгеновского импульсного аппарата «РИНА».

Как показано на схематическом чертеже (Рис. П-9.), при проведении калибровки, расстояние между рабочей частью РИНА и D7 составляло 2000 мм, а между рабочей частью РИНА и внешним краем свинцового коллиматора (любого из детекторов D1-D6) 1800 мм.

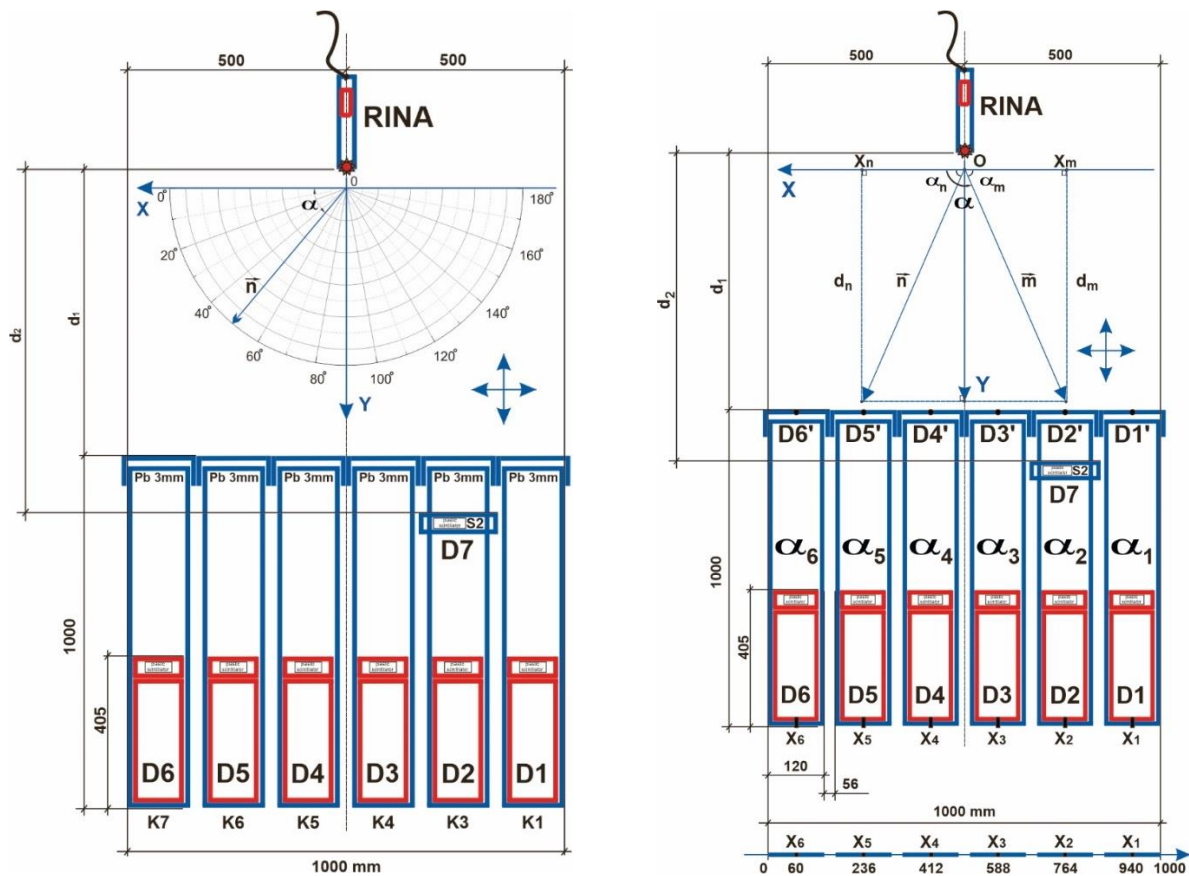


Рис. П-10. Дополнительный схематический чертеж основных размеров и расстояний при проведении калибровки детекторов D1 - D6.

### **Первая подсерия: 1-20 выстрелы**

В данной подсерии проводилось исследование разброса диаграммы направленности рентгеновской трубки РИНА-1Д в зависимости от номера регистрируемого выстрела, при этом дополнительно присутствует разброс чувствительности колб ФЭУ-30, установленных внутри детекторов D1—D6. Данные измерения носят не количественный, а качественно -оценочный характер.

В эксперименте рентгеновская трубка устанавливалась как показано на схематическом чертеже (Рис. П-10). РИНА-1Д была расположена строго по центру установки (детекторы D1-D6 внутри свинцовых коллиматоров) на её оси симметрии, проходящей между детекторами D4 и D3 на равном расстоянии. Каждый отдельный выстрел (однократный импульс рентгеновского излучения трубки РИНА-1Д) регистрировался сразу всеми детекторами D1-D6. Дополнительно присутствовал канал синхронизации РИНА-1Д и осциллографа.

Данная серия насчитывала 16 выстрелов, из 20-ти первоначальных, отобранных по интенсивности РИ, измеренному реперным детектором D7. Во всех выстрелах использовалось одно статически-постоянное местоположение рентгеновской трубки РИНА-1Д по-центру. Измерения диаграмм направленности проводились согласно схематическим чертежам (Рис. П-10). Усреднение проводилось по 16 импульсам.

### **Вторая подсерия: 21-80 выстрелы**

РИНА-1Д устанавливалась напротив каждого детектора D1-D6, выбор выстрелов по значению D7. В данной подсерии проводилось исследование разброса чувствительности колб ФЭУ-30, установленных внутри детекторов D1—D6. Данные измерения носят количественный характер. В результате были выведены коэффициенты, уравнивающие разброс амплитуд колб ФЭУ-30.

Для осуществления калибровки данным способом, РИНА-1Д была расположена напротив каждого из детекторов D1-D6 (по центру на оси детектора) поочередно, в порядке их расположения (как показано на Рис. П-9). При этом

реперный детектор D7 располагался над тем детектором, напротив которого располагалась РИНА-1Д в момент его калибровки. Расстояния, указанные на схематическом чертеже во время проведения калибровки, не изменялись и оставались теми же, что и в 1-м способе. Дополнительно присутствовал канал синхронизации РИНА-1Д и осциллографа. Усреднение проводилось по 5 из 10 импульсам, выбранным согласно D7.

### **Третья подсерия: 81-320 выстрелы**

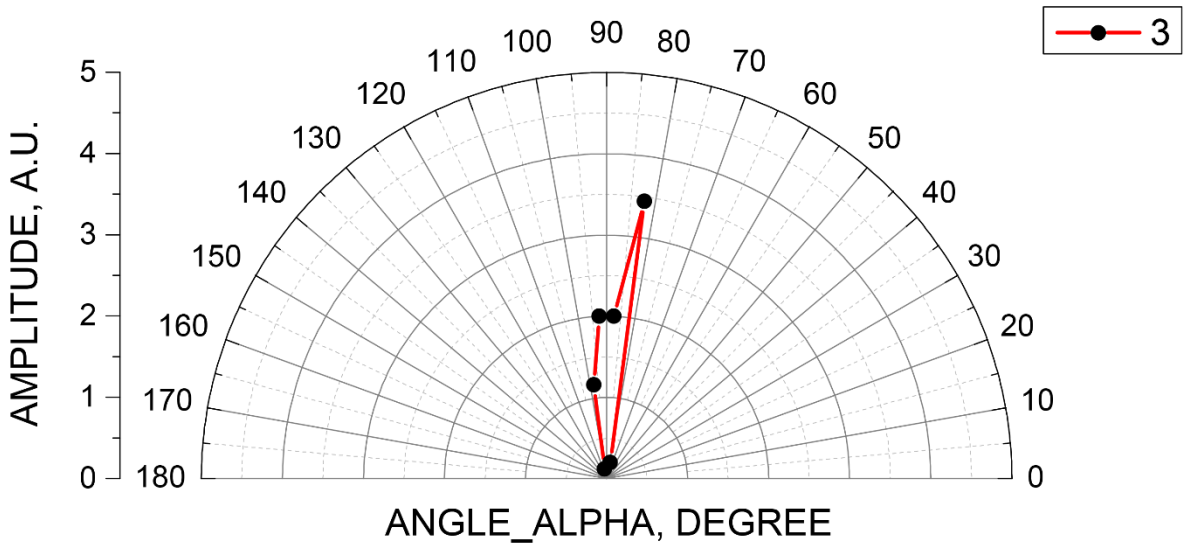
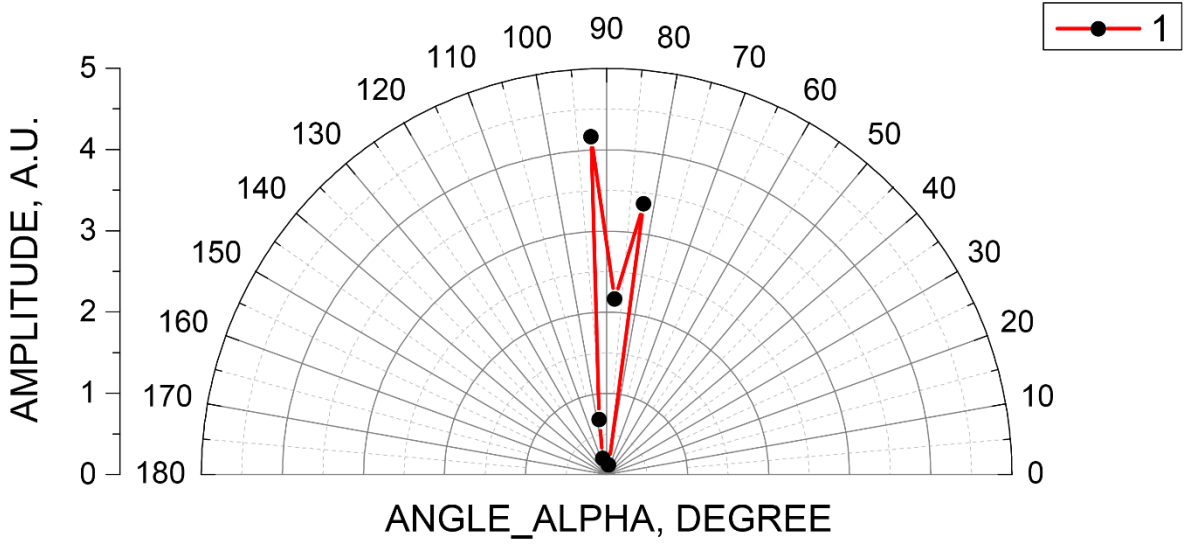
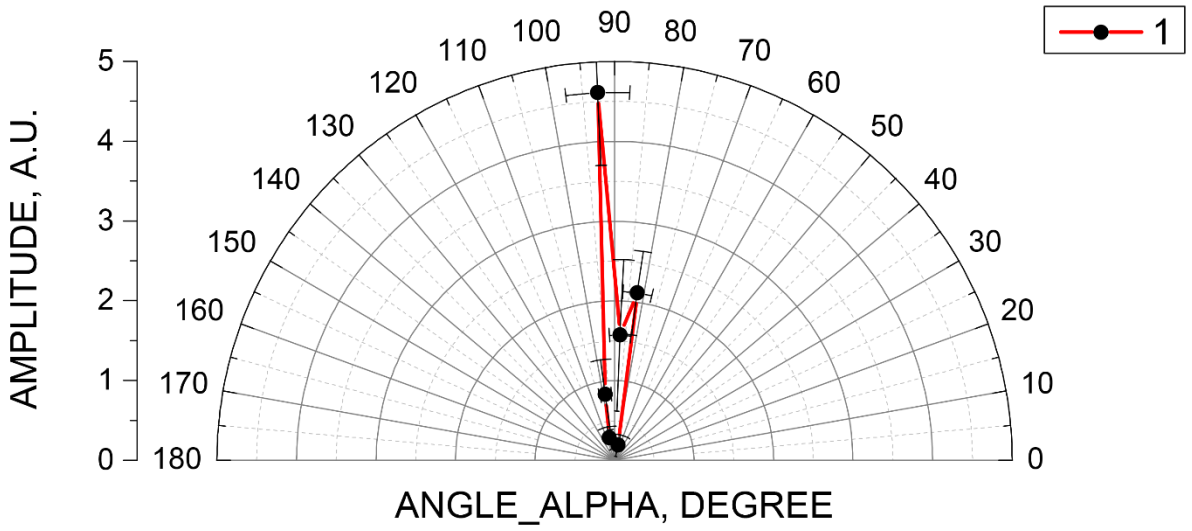
В данной подсерии проводилось исследование зависимости интенсивности РИ, регистрируемой детектором D2, от расстояния до источника- рентгеновской трубки РИНА-1Д.

РИНА-1Д устанавливалась напротив детектора D2, строго на его центральной оси, производилось изменение расстояния, осуществлялся выбор выстрелов по значению репера -D7.

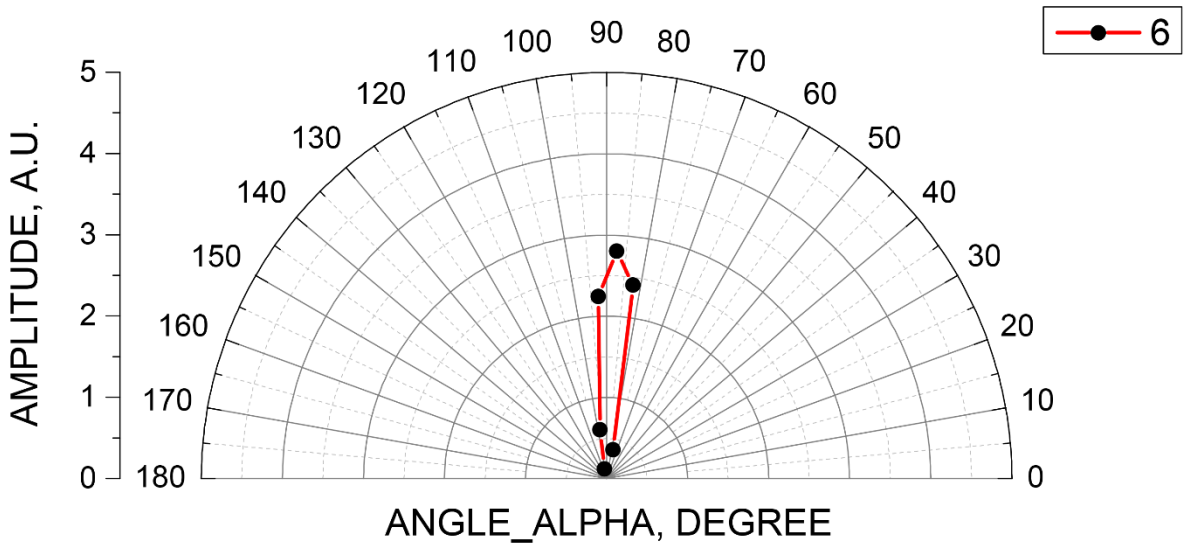
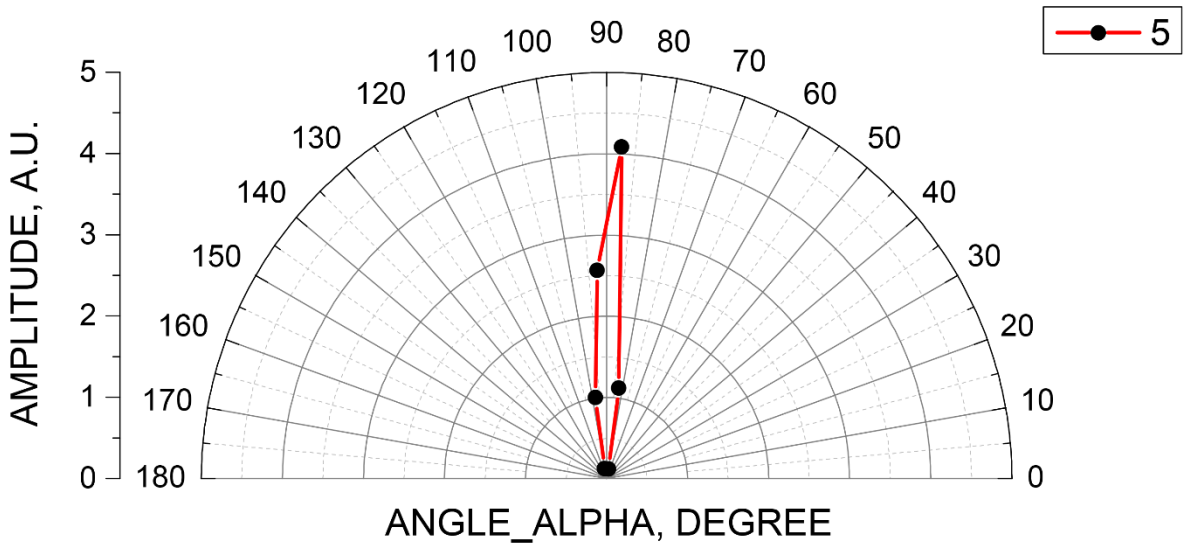
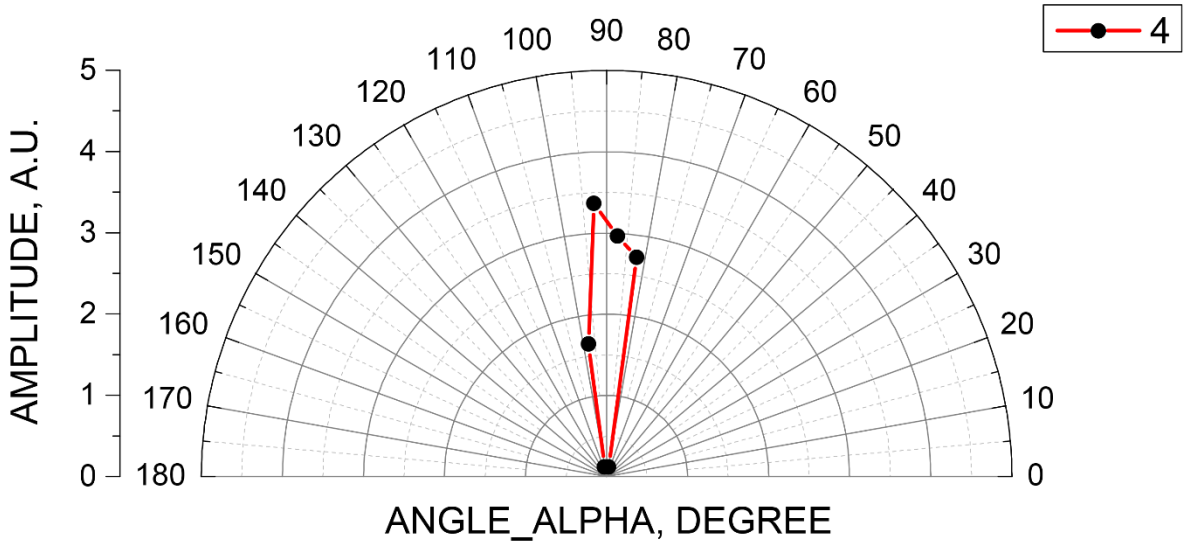
Для осуществления калибровки, РИНА-1Д была расположена напротив детектора D2 (по центру на оси детектора). При этом реперный детектор D7 располагался над детектором D2. Усреднение проводилось по 10 импульсам.

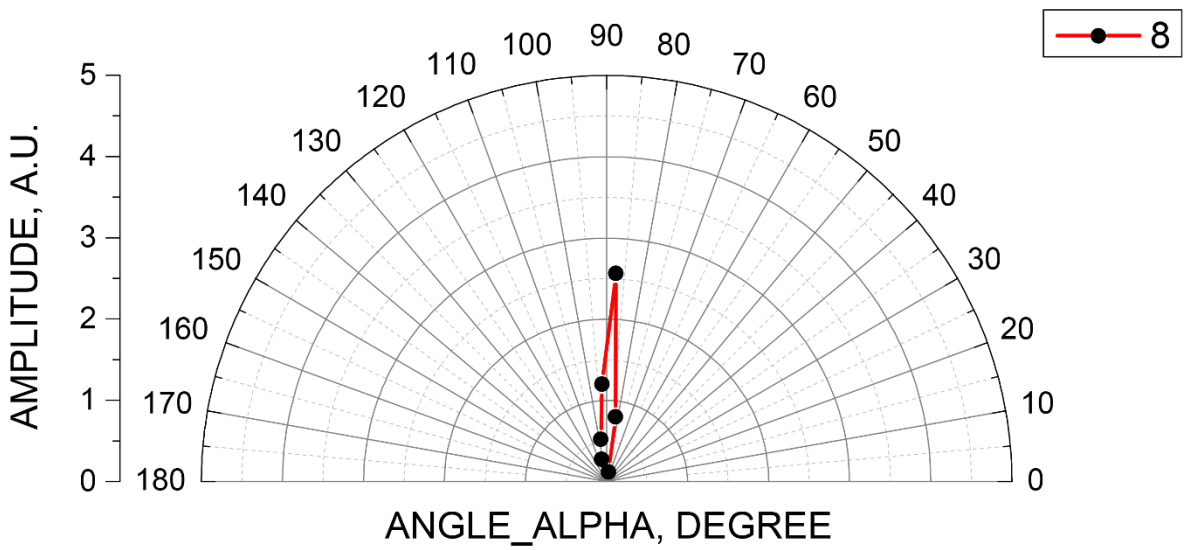
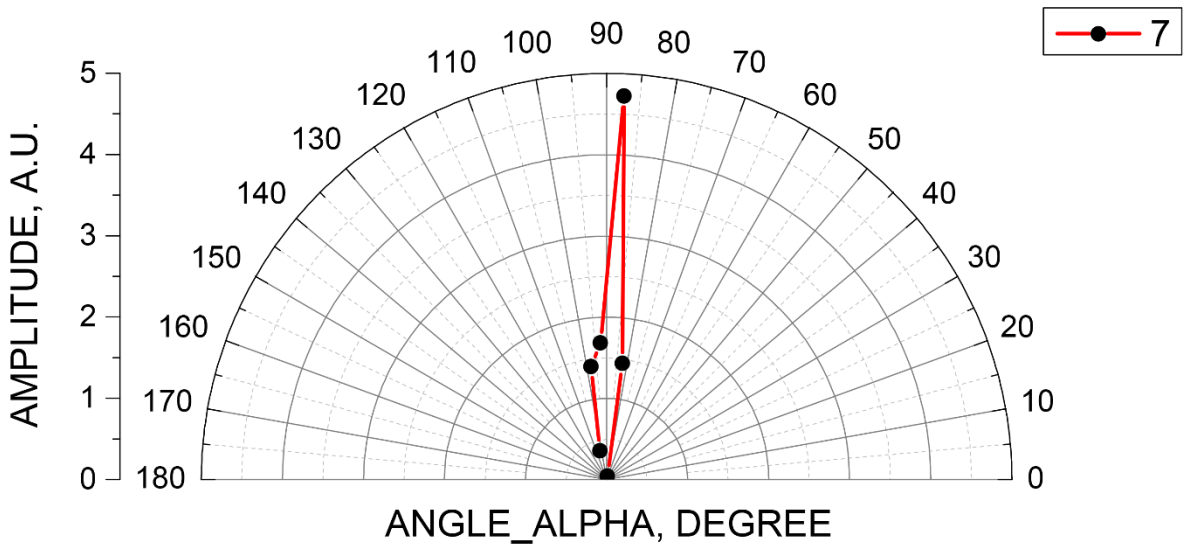
### **Первая подсерия: 1-20 выстрелы**

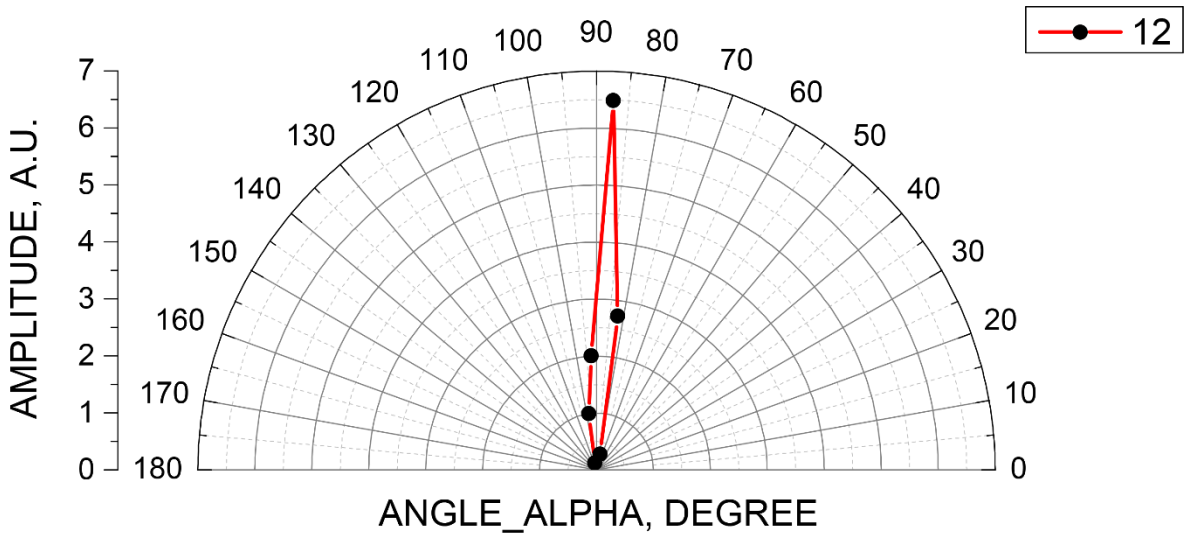
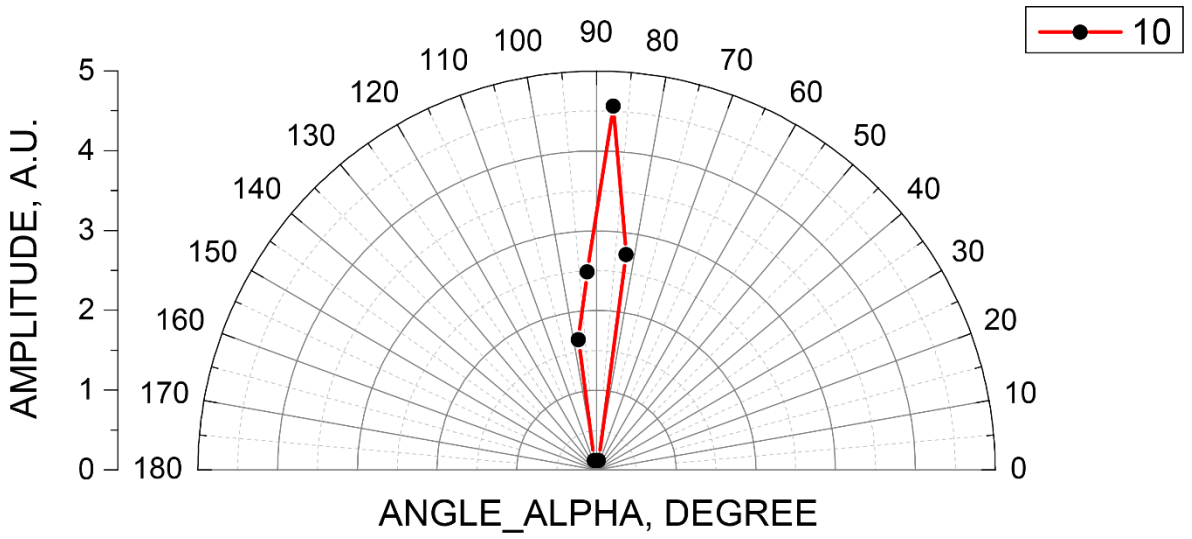
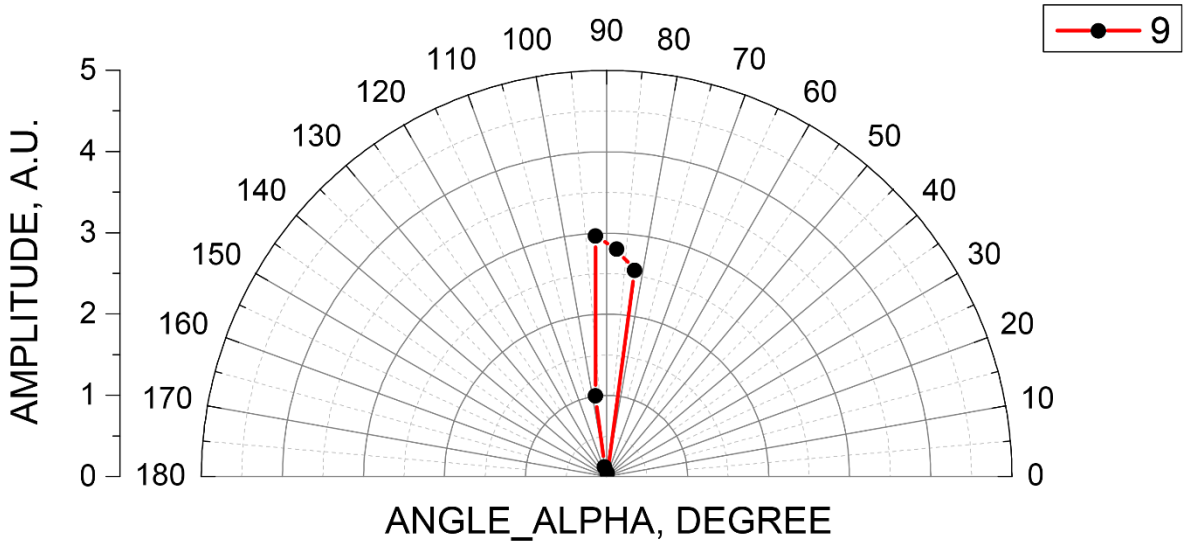
Ниже приведены угловые индикатрисы интенсивности трубки РИНА-1Д, измеренные в каждом отдельном импульсе. Угол отщитывается по отношению к оси прибора, значение радиуса окружности равно амплитуде зарегистрированного сигнала:

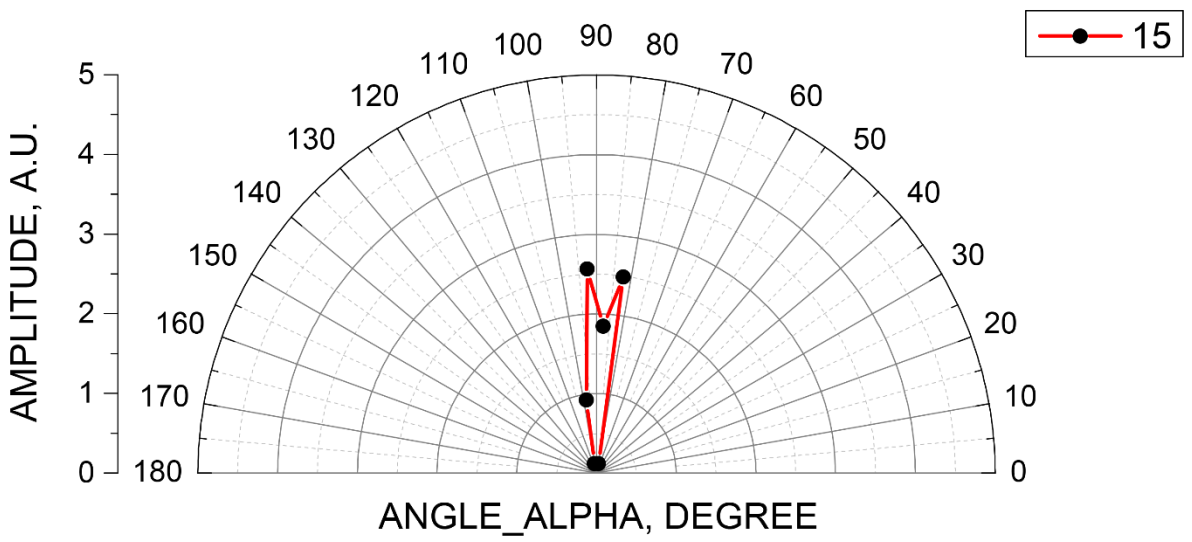
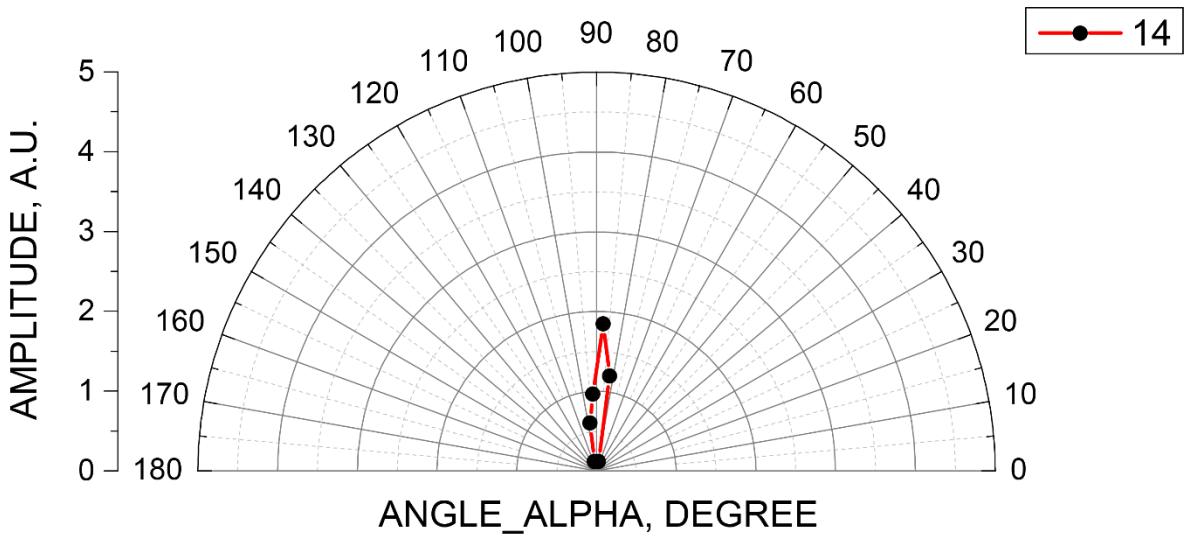


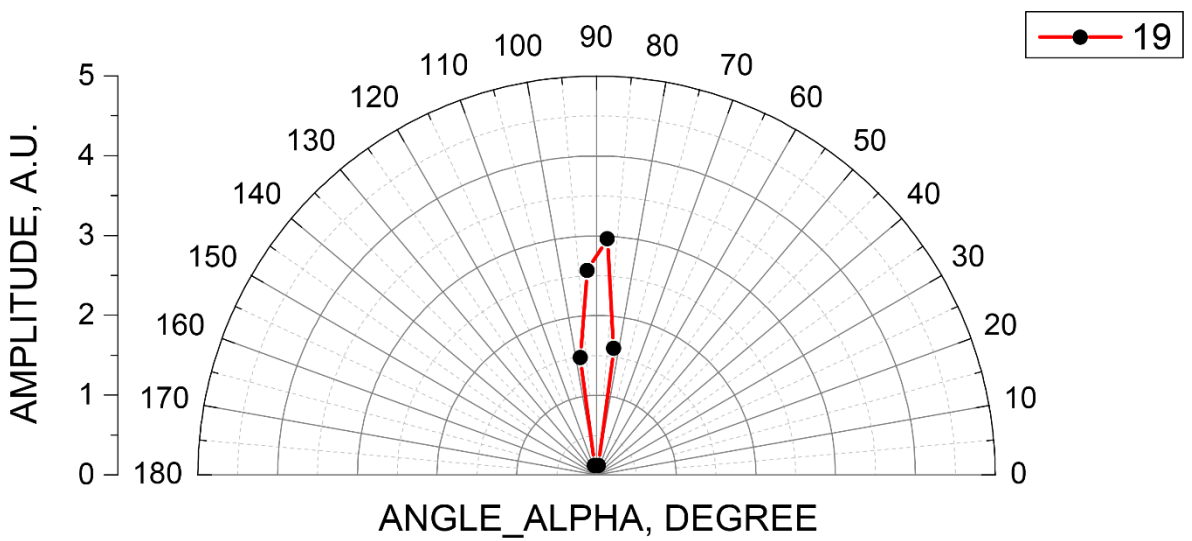
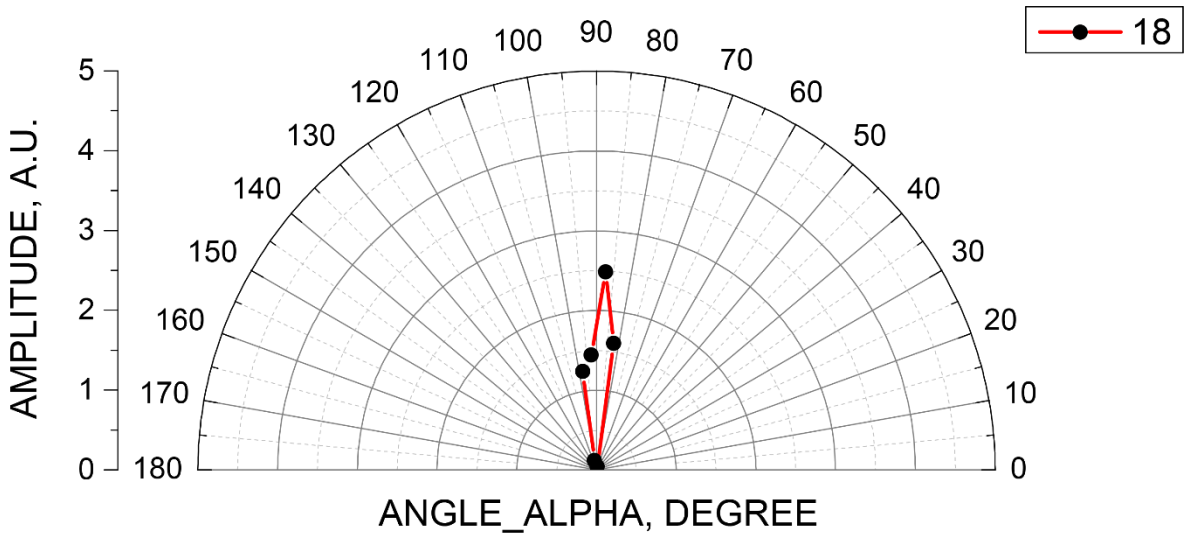
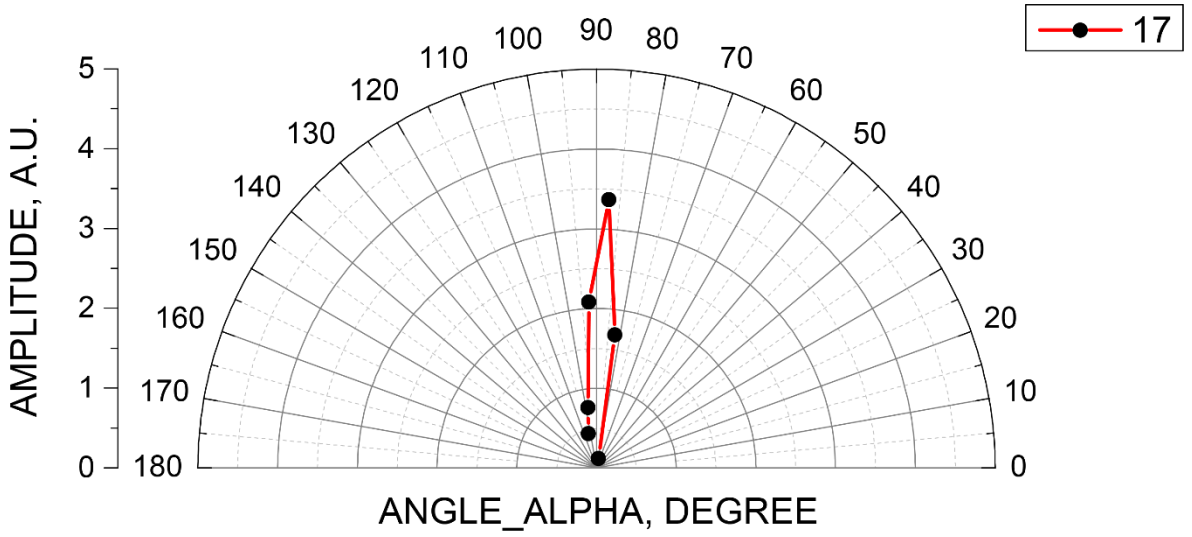


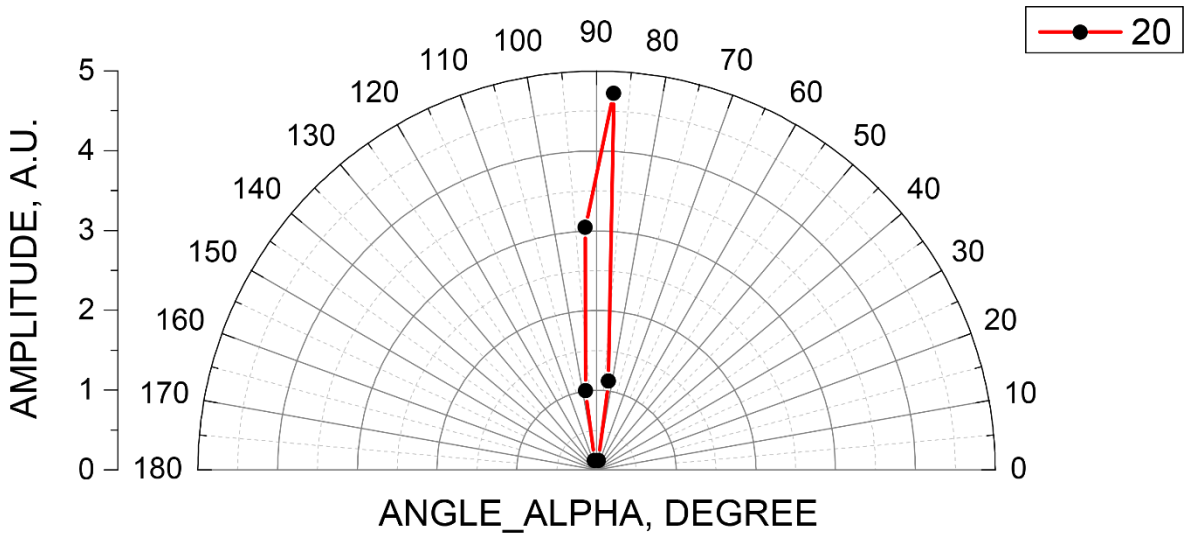






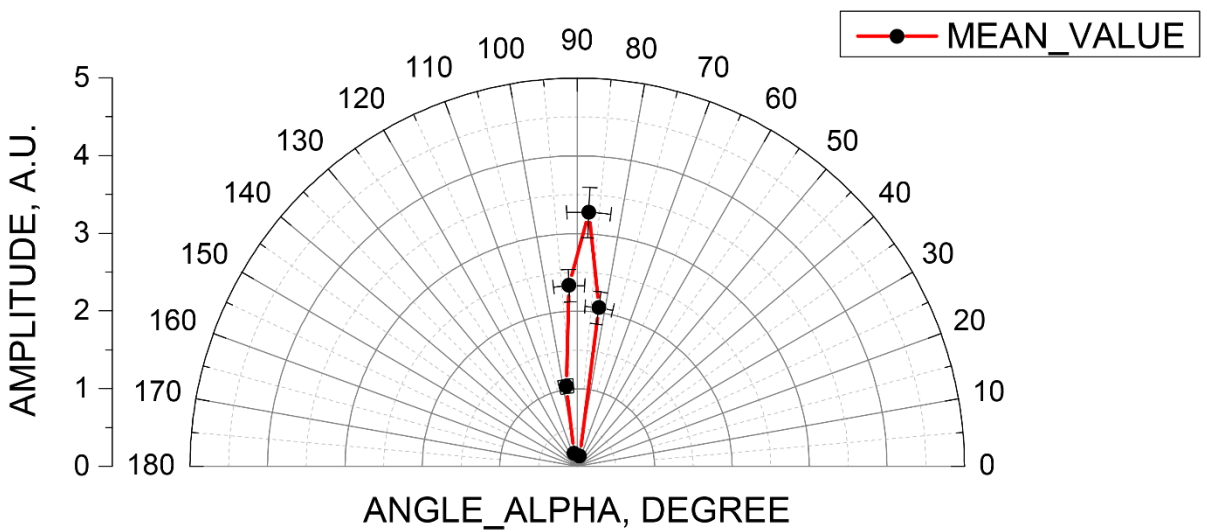






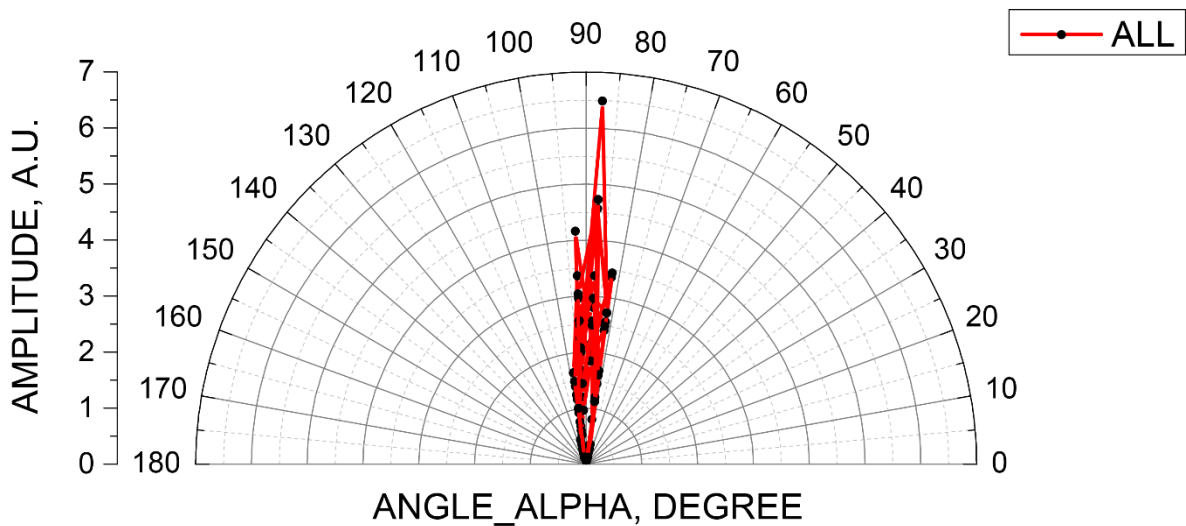
**Рис. П-11.** Индикатрисы РИ аппарата РИНА-1Д, измеренные в каждом из 20 отдельных выстрелов.

Выполним усреднение выстрелов 1-20 и отложим на одном графике:



**Рис. П-12.** Среднее значение и погрешность измерения индикатрисы РИ аппарата РИНА-1Д по приведенным выше 20 отдельным измерениям.

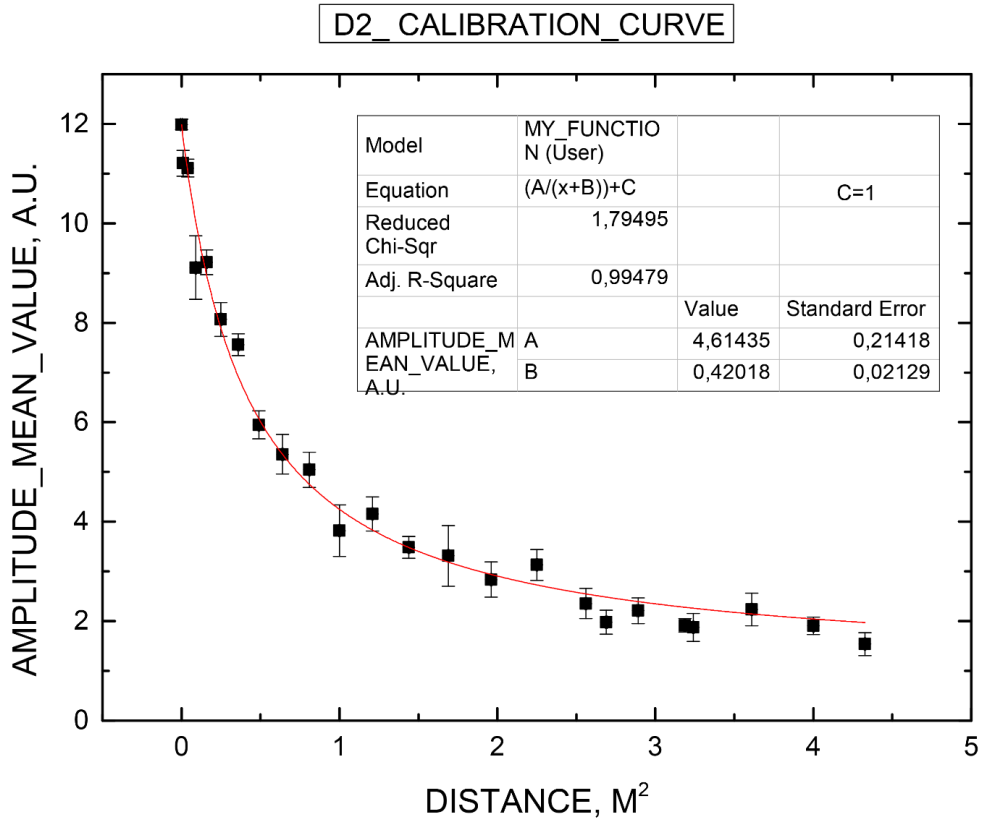
Выполним наложение выстрелов 1-20 и отложим на одном графике:



**Рис. П-13.** Наложение приведенных на Рис. П-11 индикатрис отдельных выстрелов аппарата РИНА-1Д на одном графике.

### Третья подсерия: 81-320 выстрелы

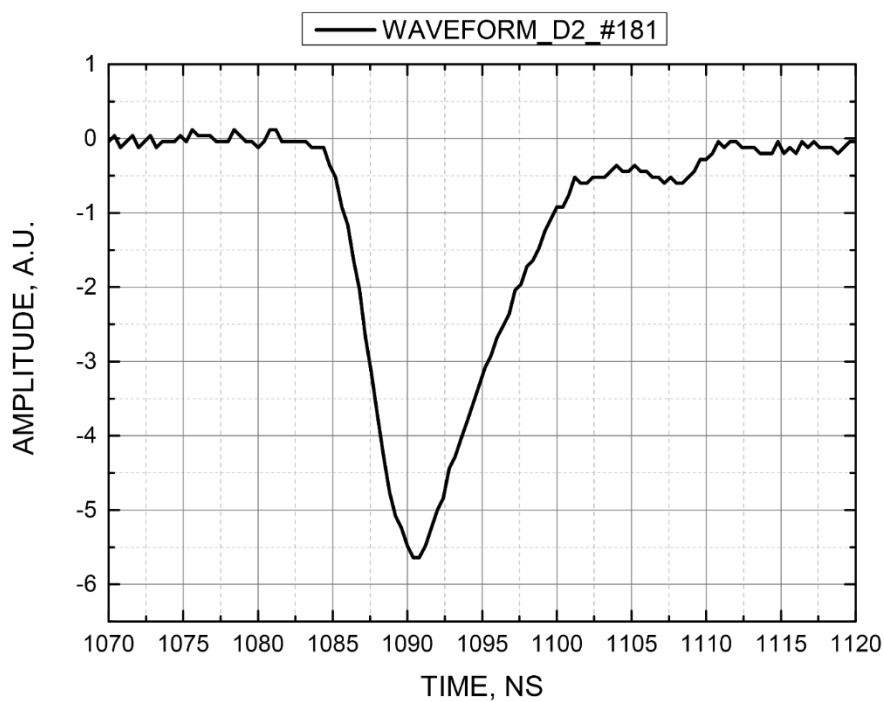
В данной подсерии проводилось исследование зависимости интенсивности РИ, регистрируемой детектором D2, от расстояния до источника- рентгеновской трубки РИНА-1Д. Результат работы приведен на Рис. П-14. Можно видеть, что интенсивность РИ спадает по гиперболическому закону.



**Рис. П-14.** Зависимость интенсивности РИ аппарата РИНА-1Д от расстояния между выходным окном прибора и детектором.

Автор также измерил длительность импульсов РИ аппарата РИНА-1Д. Длительность импульса РИ на полувысоте в экспериментах составляла 8 нс. На Рис. П-15 приведен пример зависимости фототока детектора от времени, соответствующего одиночному выстрелу аппарата РИНА-1Д.

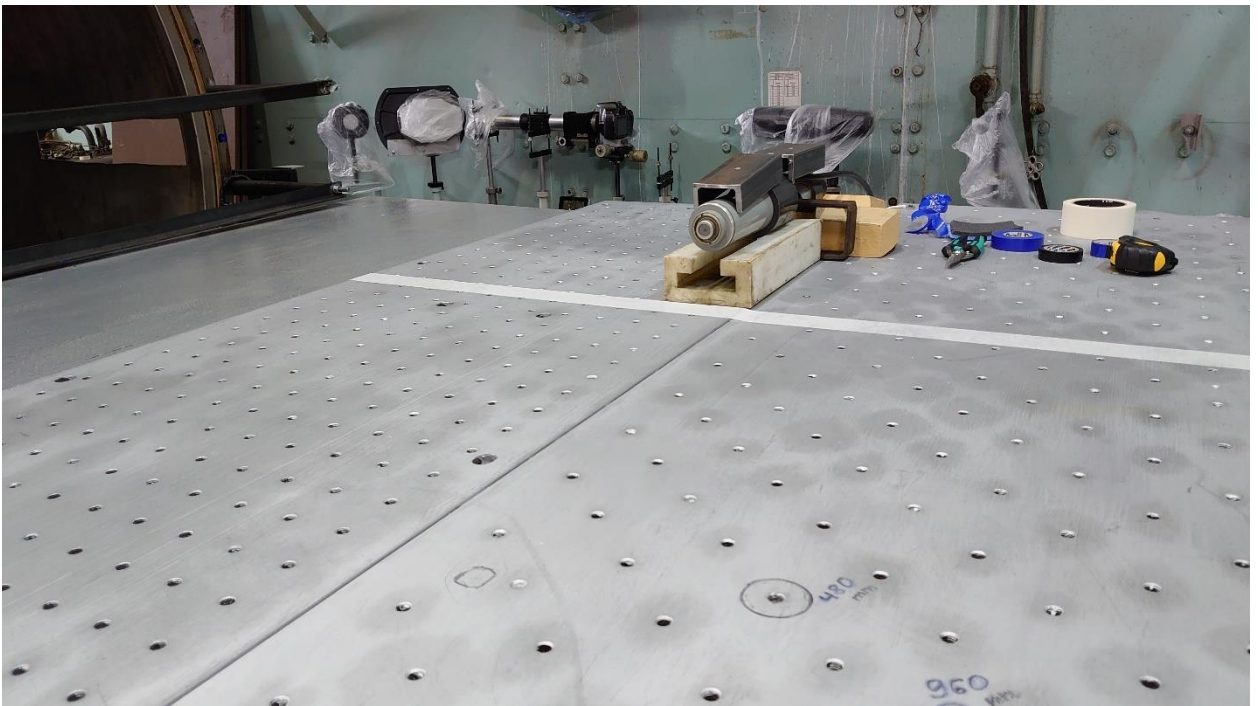
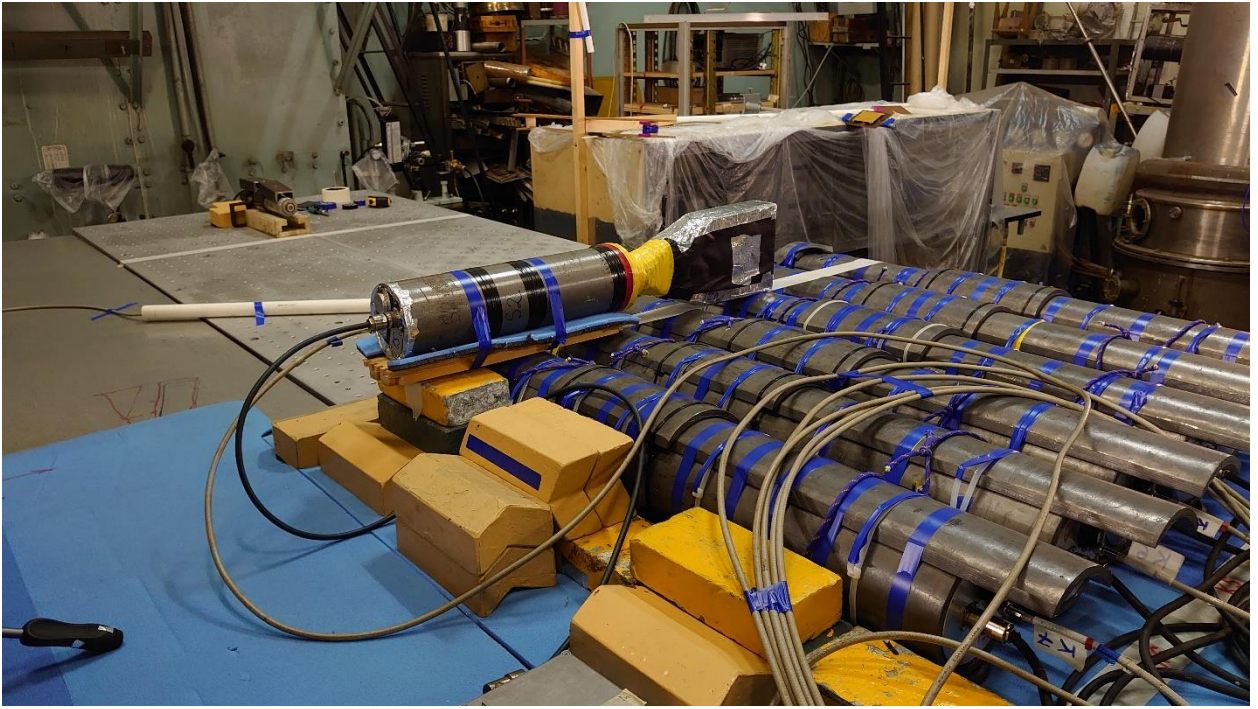




**Рис. П-15.** Зависимость фототока сцинтилляционного детектора от времени, регистрирующего одиночный импульс РИ аппарата РИНА-1Д.

Фотографии калибровочного процесса и набора экспериментальных данных:





## **9. Литература, использованная в приложении**

П1. Цукерман В. А. Рентгенографирование процессов взрыва и детонации // ДАН. – т. XL. - №7. -1943. – С. 305-308.

П2. Цукерман В. А., Тарасова Л. В., Лобов С. И. // Успехи физических наук.-1971. - Вып.2 .- С. 319 -337.

П3. Комарский Александр Александрович, Острофокусная взрывозмиссионная рентгеновская трубка с комбинированными электродами, Специальность: 01.04.13 – Электрофизика, электрофизические установки, Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук Екатеринбург – 2017.

П4. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И. К. Кикоина. М.:Атомиздат – 1976. – 1008 с.