Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 4, с. 225 – 232

Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде

А. А. Родионов[1], $\boxed{\text{А. В. Агафонов}}$, *В. А. Рябов, К. В. Шпаков, И. С. Байдин, Я. К. Болотов, М. А. Медведев, Е. В. Паркевич, А. Г. Мозговой, А. В. Огинов*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 марта 2022 г.
После переработки 27 июня 2022 г.
Принята к публикации 27 июня 2022 г.

Впервые измерены распределения временных и энергетических параметров рентгеновского излучения наносекундного мегавольтного атмосферного разряда в конфигурации “обратно-конический катод с острием – сетчатый анод” по координате вдоль оси разряда с разрешением 12 см. Длина разрядного промежутка – 60.5 см, максимальное приложенное напряжение – 1.2 МВ с временем нарастания фронта – 220 нс. Оценки энергии квантов излучения выполнены с использованием свинцовых фильтров ступенчатого ослабления с толщинами до 10 мм. Исследовано ∼1200 осевых разрядов. Установлено, что импульсы излучения обладают свойством кластеризации по временной оси и возникают одновременно с особенностями производной приложенного напряжения по времени. Наиболее интенсивное и жесткое рентгеновское и гамма-излучение наблюдается в момент достижения приложенным напряжением максимального значения. Энергия излучения из области анода превышает энергию излучения из газового промежутка в 5–8 раз. Также наблюдаются максимумы энергии излучения в области катода. Максимальная энергия кванта излучения не превышает ∼ 400 кэВ. Исследованы амплитудные спектры ионизирующего излучения. Источником наблюдаемого излучения может быть торможение релятивистских электронов в материале анода.

DOI: 10.31857/S1234567822160066, EDN: jhvswb

Импульсный пробой длинных (порядка 1 м) промежутков в атмосферном воздухе, осуществляемый при приложении к ним напряжения амплитудой на уровне 1 МВ, в настоящий момент активно исследуется [1–13], так как его сложный многообразный механизм к настоящему моменту времени до конца не известен. Таким образом, его установление представляет существенный интерес и, в частности, может быть полезным для понимания процессов в природных молниях [14–16]. В настоящий момент известно, что в начальной стадии мегавольтных атмосферных разрядов происходит генерация рентгеновского и гамма-излучения, в частности, высокой энергии [1–12]. В литературе имеется ряд гипотез, описывающих его формирование [4, 7, 11, 12]. В то же время, нет достаточно строгих оснований сделать безусловный выбор в пользу одной из них.

Ранее было обнаружено, что обсуждаемое излучение имеет острую угловую анизотропию [12], что может указывать на механизм его генерации в результате торможения релятивистских электронов. Наиболее эффективное торможение осуществляется в твердом теле. Следовательно, если считать, что природа излучения связана с торможением электронов, следует ожидать наибольшую его интенсивность из области анода. С другой стороны, в работе [2] обнаружено, что появление наблюдаемого излучения связано с особыми осцилляциями в зависимости тока от времени, что может быть трактовано как результат перемыкания токовых каналов, идущих от анода и от катода. В подтверждение этого авторы [2–4] приводят факт того, что момент возникновения излучения совпадает с процессами изменения конфигурации стримерных и лидерных каналов. В этом случае источником излучения должно быть торможение электронов в атмосферном воздухе межэлектродного промежутка с учетом значительно вынесенных в область газа потенциалами виртуальных анода и катода.

К настоящему моменту не было проведено исследований распределения энергии излучения по координате вдоль оси разряда. Именно эти измерения принципиально важны, так как они позволят отделить часть ионизирующего излучения, генерируемого в области электродов, от части излучения, возникающего в воздушном промежутке.

В настоящей работе впервые выполнены измерения временных и энергетических параметров про-

[1]e-mail: andrei.rodionov@phystech.edu

никающего излучения наносекундного атмосферного мегавольтного разряда с пространственным разрешением. Проанализированы характеристики излучения из электродных областей и межэлектродного промежутка.

Эксперименты по пробою длинных воздушных промежутков выполнены на установке ЭРГ [8, 9, 12]. В качестве источника напряжения использован генератор импульсных напряжений (ГИН), собранный по схеме Аркадьева–Маркса, запасаемая системой энергия составляла 4.3 кДж. Аксиально-симметричная электродная система (рис. 1) описана в [12]. Диаметр внешнего заземленного токопровода был равен 2 м. Катод состоял из дюралевого конуса высотой 17 см и основанием диаметром 32 см, которое по кромке было закруглено с диаметром 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 рентгеновского и гамма-излучения наибольшей интенсивности по сравнению с иными конфигурациями. Вместе с этим эмпирически 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 рентгеновского излучения [12], в которых позади анода стоял детектор, и, следовательно, анод должен был быть частично прозрачным. Таким образом типы разряда в настоящей работе и в [12] 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 ГИНа, которые проходят мимо осевого анодного электрода. Диагностическая установка, состоящая из специально разработанных сцинтилляционных детекторов ионизирующего излучения [17] с дополнительными модификациями и улучшенным временным разрешением 2–3 нс, имела конфигурацию, схематично изображенную на рис. 1 (вид сверху), детекторы располагались равномерно с шагом 17.6 см по пространству ортогонально оси разряда. Использовалось 6 детекторов D1-D6 (отмечены на рис. 1 буквами в порядке их следования от анода к катоду) на основе быстрых (~ 1 нс) органических сцинтилляторов (полистирол-p-терфенил + POPOP), состыкованных с ФЭУ-30. Сцинтилляторы имели форму цилиндров с диаметром основания 91 мм и длиной 50 мм. Для всех детекторов D1-D6 использовались коллиматоры – трубы 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 [12]. В настоящем эксперименте можно считать, что с достаточной точностью энергия сцинтилляции органического сцинтиллятора прямо пропорциональна энергии детектируемого им ионизирующего излучения [18].

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 менять ступенчатый порог ослабления регистрируемого рентгеновского и гамма-излучения различной жесткости. Так как все детекторы в виде сочлененных ФЭУ и сцинтилляторов для подавления сильной электромагнитной наводки были помещены в цельные корпуса из дюралюминия [17], 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.

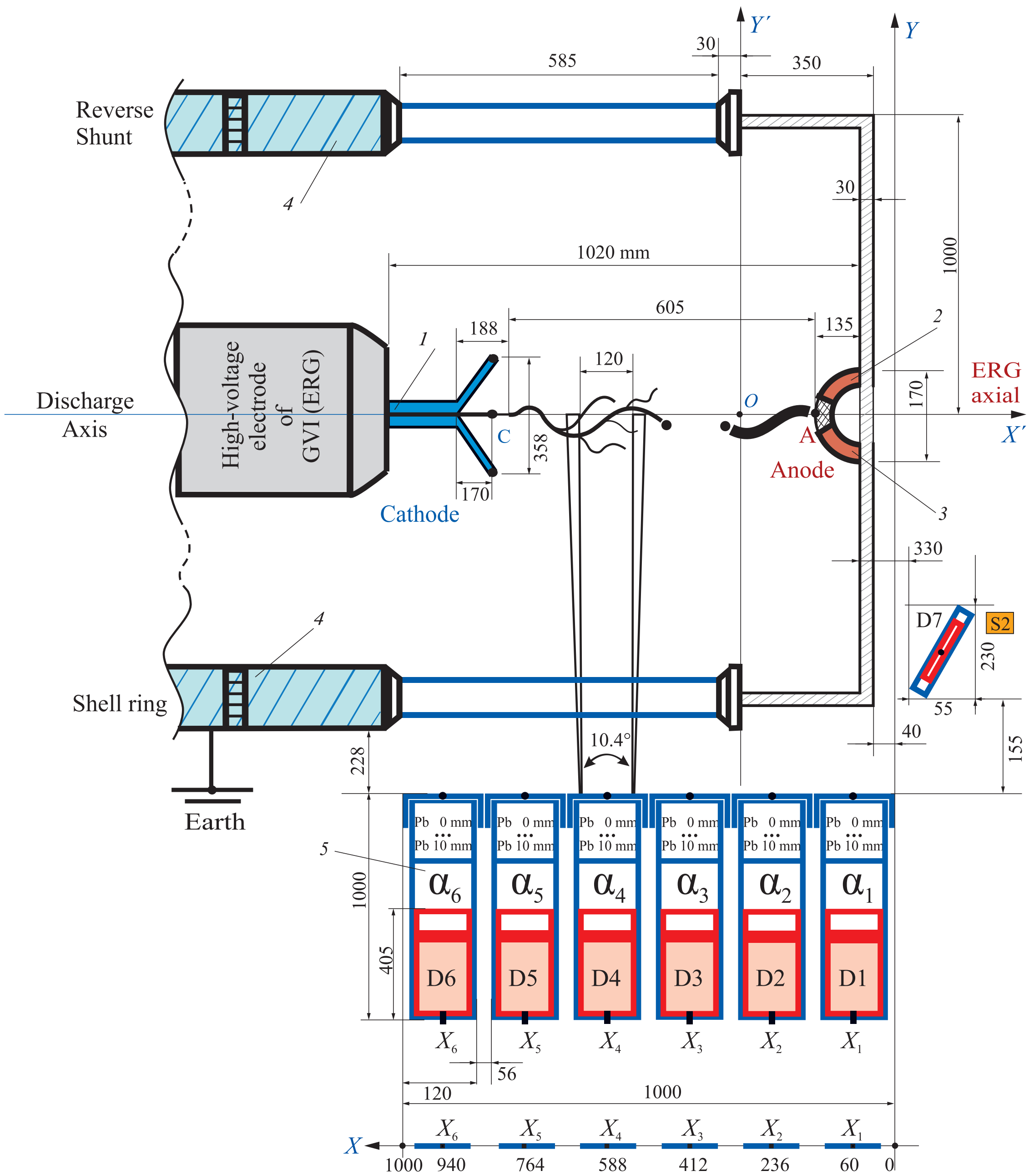

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента: *1* – катод; *2* – анод; *3* – анодный шунт; *4* – шунт обратного токопровода; *5* – коллимированный детектор

Эксперименты выполнены в следующих условиях: относительная влажность воздуха 25–40 %, атм. давление 720–737 торр, температура воздуха 18–20 °C. Длина разрядного промежутка составляла 60.5 см, максимальное приложенное напряжение – 1.2 MB, время его нарастания с 10 % уровня амплитуды до 90 % – 220 нс. Экспериментальная статистика состояла из ∼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 (“Pb_0” на рис. 2, 3, толщина свинца 0 мм) было проведено 312 измерений, со свинцовым фильтром толщиной 1 мм (“Pb_1”) – 217 измерений, с фильтром толщиной 3 мм (“Pb_3”) – 253, с фильтром толщиной

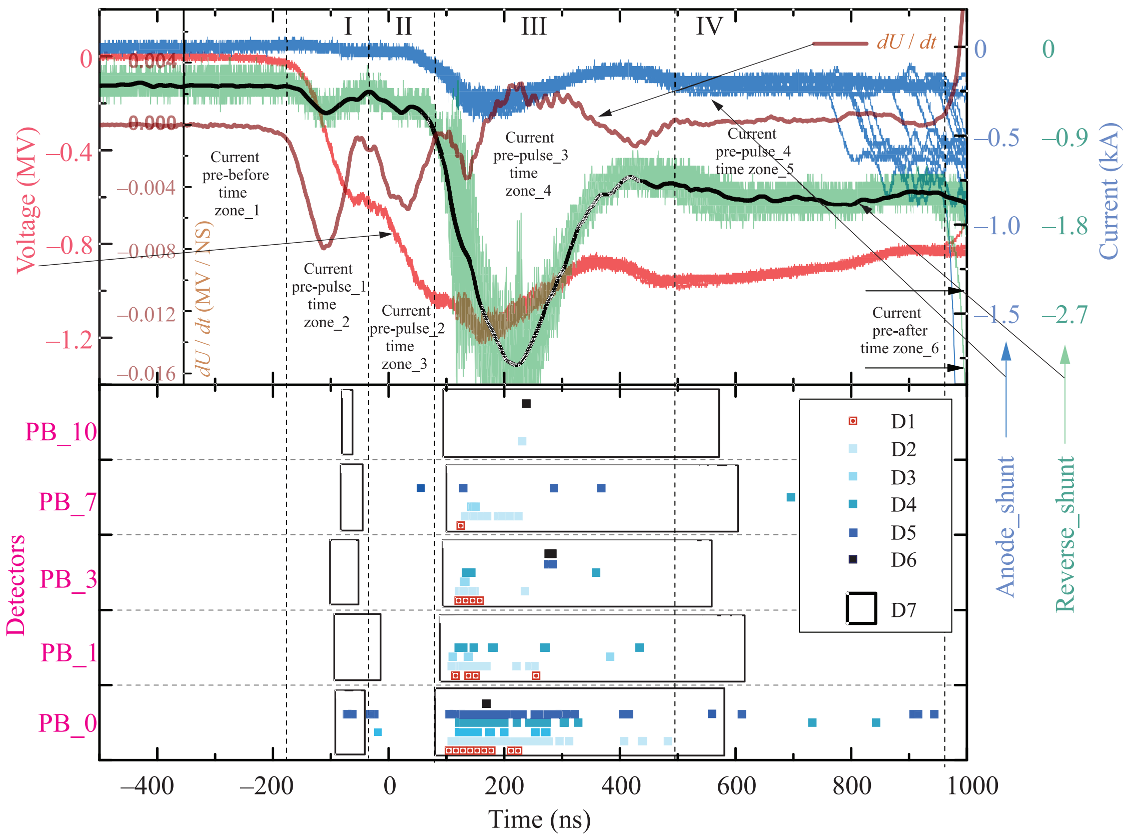

Рис. 2. (Цветной онлайн) Верх: зависимости тока разряда $I(t)$, напряжения $U(t)$ и его производной $dU(t)/dt$ от времени в первые 1.5 мкс от начала разряда; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени, синхронизованные с электрофизическими характеристиками разряда. D1–D7 – номера детекторов, PB_0 – PB_10 – толщины свинцовых фильтров в мм

7 мм ("Pb_7") – 240, и с фильтром толщиной 10 мм ("Pb_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 рисунке 2 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. 3. Кривые получены наложением ~1200 отдельных измерений каждая. За нулевой момент времени принят момент достижения приложенным напряжением уровня в 10 % от максимального.

Также на рис. 2 и 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.

Из рисунков 2 и 3 видно, что наибольшее число импульсов рентгеновского излучения 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 ионизирующего излучения обладают свойством кластеризации по оси времени с образованием разграниченных временных групп. Данные импульсы могут быть сгруппированы по следующе-

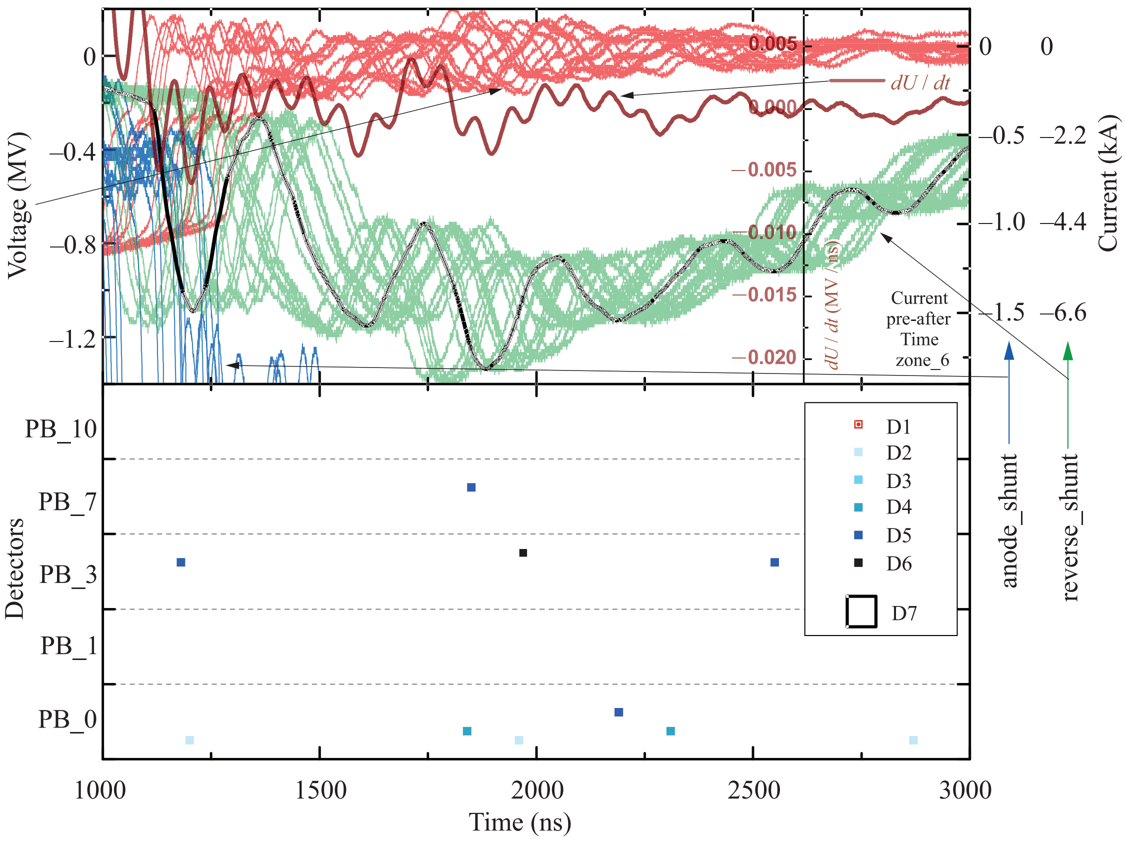

Рис. 3. (Цветной онлайн) Верх: зависимости тока разряда $I(t)$, напряжения $U(t)$ и его производной $dU(t)/dt$ от времени в следующие 2 мкс от начала разряда; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени. D1–D7 – номера детекторов, PB_0 – PB_10 – толщины свинцовых фильтров в мм

му 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. 2 и 3, 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. 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. 2). Особенности излучения в остальные временные промежутки будут описаны в последующих публикациях.

На рисунке 4 приведены распределения энергии ионизирующего излучения 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 ионизирующего излучения, равная интегралу по времени от зависимости интенсивности сцинтилляций от времени, и ее стандартное уклонение. Установлено, что в исследуемом временном промежутке наибольшая энергия ионизирующего излучения зарегистрирована в измерениях без свинцового ослабителя и испускается из области, находящейся на расстоянии 6 ± 6 см от поверхности анода. На это значение нормированы все кривые на рис. 4.

Из рисунка 4 следует, что для всех толщин свинцовых фильтров-ослабителей максимальная энергия излучения наблюдается в прианодной области. В области межэлектродного промежутка излучение также наблюдается, однако его энергия в 5–8 раз мень-

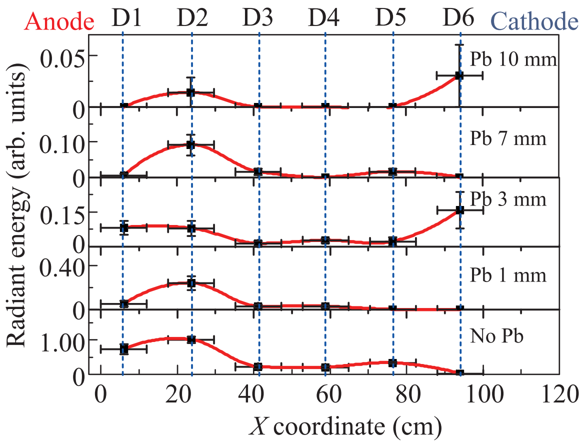

Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределение энергии ионизирующего излучения, испущенного в течение периода 50–350 нс по координате вдоль оси разряда для всех типов свинцовых фильтров

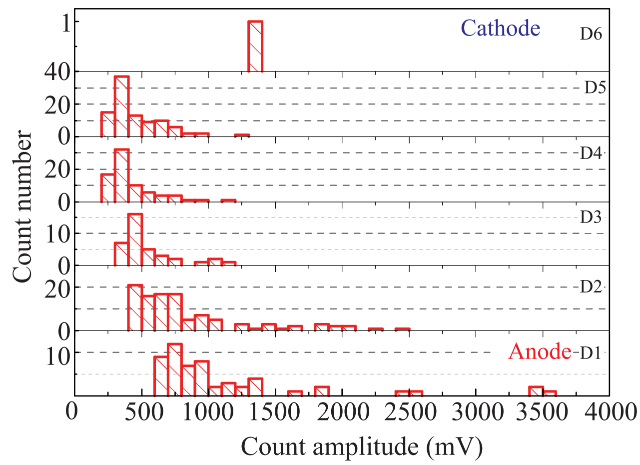

Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределения числа сцинтилляций по их амплитуде, зарегистрированных с 50 до 350 нс без свинцового ослабителя

Таблица 1. Зависимости минимальной и максимальной амплитуды сцинтилляционных отсчетов для измерений без свинцового ослабителя (рис. 5) от координаты вдоль оси разряда

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

ше, 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 ионизирующего излучения в области катода в ~ 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. 5. 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 рисунке 5 имеется интересная особенность: амплитудные спектры излучения из разных областей разряда обладают разными минимальными значениями: минимальная амплитуда излучения из области катода в ~ 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. 5 представлены в табл. 1.

На основе данных об энергии ионизирующего излучения, регистрируемой за свинцовыми ослабителями разных толщин, приведенных на рис. 4, выполнена качественная оценка максимальной энергии квантов ионизирующего излучения для каждого значения координаты. К сожалению, точные измерения спектрального состава излучения оказались невозможны 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. 6.

Согласно предыдущим исследованиям, основным типом проникающего излучения в атмосферных разрядах исследуемого типа является рентгеновское излучение [1–12]. По этой причине оценки энергии квантов выполнены на основе данных об оптическом пропускании рентгеновского излучения свинцовыми пластинами разных толщин, взятых из [19, 20].

Как видно из рис. 6, наибольшее значение кванта рентгеновского излучения наблюдается для излучения, испускаемого из области анода, и составляет

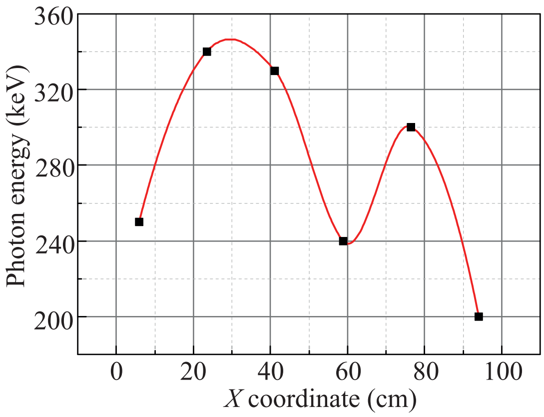

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимости максимальной энергии квантов рентгеновского излучения от координаты вдоль оси разряда

~ 350 кэВ. Излучение с наименьшим значением энергии кванта, лежащее в области ~ 250 кэВ, испускается из области межэлектродного промежутка. Из области катода испускается излучение с энергией кванта до ~ 300 кэВ. Установленная в работе максимальная энергия квантов рентгеновского излучения, не превышающая ~ 400 кэВ, соответствует результатам исследований в других экспериментальных конфигурациях [2]. Полученные значения подтверждают, что основным типом ионизирующего излучения служит именно рентгеновское излучение.

Выводы. В настоящей работе впервые проведены энергетические и временные измерения параметров проникающего излучения мегавольтного наносекундного разряда с пространственным разрешением. Выполнена пространственная локализация источника излучения и временная классификация типов излучения. Установлено, что моменты времени, в которые наблюдается излучение, определяются экстремумами производной по времени от зависимости приложенного напряжения от времени, из которой следует, что в предпробойной стадии наблюдается как минимум три таких области, каждая из которых сопровождается импульсами ионизирующего излучения.

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

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 тормозного излучения σ_b пропорционально nZ^2, где n – объемная плотность числа частиц среды и Z – атомный номер [7, 21]. Для воздуха $n = 10^{19}$ см$^{-3}$, для атома азота, составляющего большинство в составе воздуха, $Z = 7$. Материалом катода служила нержавеющая сталь, основной компонент которой – атомы железа ($Z = 56$) с $n = 10^{22}$ см$^{-3}$. Таким образом, отношение сечения тормозного излучения в материале катода σ_b^c к таковому в воздухе σ_b^{air} при атмосферном давлении составляет $\sigma_b^c/\sigma_b^{\text{air}} \sim 6{\cdot}10^4$ – почти на пять порядков выше, что согласуется с полученными результатами.

Следовательно, полученный результат вместе с обнаруженным ранее достаточно узким угловым распределением излучения [12] объясняется тем, что наблюдаемое излучение генерируется при торможении быстрых (релятивистских) электронов, которое осуществляется, главным образом, в материале анода.

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 тормозное излучение наибольшей интенсивности и жесткости. Максимальная энергия кванта рентгновского излучения, зарегистрированная в работе, не превышает ~ 400 кэВ.

Механизм наблюдаемой в работе генерации рентгеновского излучения из прикатодной области может быть связан с тормозным излучением электронов и ионов при бомбардировке поверхности катода, либо некоторым другим механизмом. Обнаруженное явление будет исследовано в последующих работах.

Согласно результатам работ [22, 23], режим разряда определяется соотношением критической длины лавины x_c и длины разрядного промежутка d. Оценки величин электрических полей с учетом геометрии разрядного промежутка (рис. 1) в прикатодной области дают при приложении напряжения 0.6 MB напряженности электрического поля в области катодного острия и в области скругленного края катодного конуса, равные ~ 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. 2).

В [22] показано, что при $x_c < d$ разряд реализуется в стримерном режиме, и при достижении этого напряжения происходит старт стримеров. Из рисунка 2 видно, что это условие выполняется для времени $t = -100$ нс. Максимум тока разряда наблюдается через ~ 300 нс после старта стримеров (рис. 2), что согласуется с таким описанием.

Пробой длинных промежутков может сопровождаться стримерно-лидерным переходом [24]. При этом лидер имеет скорость, меньшую скорости стримера. В то же время, характерные скорости стримеров могут составлять 10^8 см/с [25], что соответствует времени пролета разрядного промежутка ~ 600 нс. Эта величина близка по порядку к характерным временам наблюдаемых процессов (рис. 2). Таким образом, определить, имеет ли место стримерно-лидерный переход, только по полученным в работе данным нельзя, и это будет сделано в дальнейших исследованиях.

Особую благодарность авторы приносят безвременно ушедшим от нас коллегам В. А. Богаченкову, Г. В. Иваненкову и В. А. Пападичеву.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 19-79-30086.

1. M. Rahman, P. Hettiarachchi, V. Cooray, J. Dwyer, V. Rakov, and H. K. Rassoul, Atmosphere **10**(4), 169 (2019); DOI: 10.3390/atmos10040169.
2. P. O. Kochkin, C. V. Nguyen, A. P. van Deursen, and U. Ebert, Journal of Physics D: Applied Physics **45**(42), 425202 (2012); DOI: 10.1088/0022-3727/45/42/425202.
3. P. O. Kochkin, A. P. van Deursen, and U. Ebert, Journal of Physics D: Applied Physics **48**(2), 025205 (2014); DOI: 10.1088/0022-3727/48/2/025205.
4. P. Kochkin, C. Köhn, U. Ebert, and L. van Deursen, Plasma Sources Sci. Technol. **25**(4), 044002 (2016); DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044002.
5. P. Hettiarachchi, V. Cooray, M. Rahman, and J. Dwyer, Atmosphere **8**(12), 244 (2017); DOI: 10.3390/atmos8120244.
6. N. A. Bogatov, A. Y. Kostinskiy, V. S. Syssoev, M. G. Andreev, M. U. Bulatov, D. I. Sukharevsky, and V. A. Rakov, Journal of Geophysical Research: Atmospheres **125**(11), e2019JD031826 (2020); DOI: 10.1029/2019JD031826.
7. E. V. Oreshkin, S. A. Barengolts, S. A. Chaikovsky, A. V. Oginov, K. V. Shpakov, and V. A. Bogachenkov, Phys. Plasmas **19**(1), 013108 (2012); DOI: 10.1063/1.3677267.
8. A. V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, A. S. Rusetskiy, and K. V. Shpakov, Journal of Physics D: Applied Physics **50**(16), 165202 (2017); DOI: 10.1088/1361-6463/aa5dba.
9. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov, Physics of Particles and Nuclei Letters **9**(4), 380 (2012); DOI: 10.1134/S1547477112040024.
10. I. M. Kutsyk, L. P. Babich, E. N. Donskoi, and E. I. Bochkov, JETP Lett. **95**, 631 (2012); DOI: 10.1134/S0021364012120090.
11. L. P. Babich, E. I. Bochkov, and I. M. Kutsyk, JETP Lett. **99**(7), 386 (2014); DOI: 10.1134/S0021364014070029.
12. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov, and K. V. Shpakov, Plasma Sources Sci. Technol. **28**, 095014 (2019); DOI: 10.1088/1361-6595/ab3c79.
13. И. Д. Костыря, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, Приборы и техника эксперимента **1**, 80 (2012); https://doi.org/10.1134/S0020441212010071.
14. A. V. Gurevich, G. K. Garipov, A. M. Almenova, V. P. Antonova, A. P. Chubenko, O. A. Kalikulov, and K. P. Zybin, Atmos. Res. **211**, 73 (2018); DOI: 10.1016/j.atmosres.2018.04.018.
15. A. V. Gurevich, A. M. Almenova, V. P. Antonova, A. P. Chubenko, A. N. Karashtin, O. N. Kryakunova, and K. P. Zybin, Phys. Rev. D **94**(2), 023003 (2016); DOI: 10.1103/PhysRevD.94.023003.
16. J. R. Dwyer and M. A. Uman, Phys. Rep. **534**(4), 147 (2014); DOI: 10.1016/j.physrep.2013.09.004
17. A. A. Rodionov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **82**(4), 404 (2018); DOI: 10.3103/S1062873818040160.
18. K. Wei, D. Hei, X. Weng, X. Tan, and J. Liu, Appl. Radiat. Isot. **156**, 108992 (2020); DOI: 10.1016/j.apradiso.2019.108992.
19. I. K. Kikoin, *Tables of Physical Constants, Handbook*, Atomizdat, Moscow (1976), p. 974.
20. https://www.nist.gov/pml/x-ray-and-gamma-ray-data.
21. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Теоретическая физика. Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989), т. IV, с. 728.
22. Г. А. Месяц, И. В. Васенина, Физика плазмы **47**, 824 (2021); https://doi.org/10.1134/S1063780X2109004X.
23. Г. А. Месяц, Н. М. Зубарев, И. В. Васенина, Краткие сообщения по физике ФИАН **47**, 32 (2020); https://doi.org/10.3103/S1068335620070052.
24. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, М. (1987).
25. В. Ф. Тарасенко, Г. В. Найдис, Д. В. Белоплотов, Д. А. Сорокин, М. И. Ломаев, Н. Ю. Бабаева, Физика плазмы **46**(3), 273 (2020); DOI: 10.31857/S0367292120030117.