

УДК 537.53

## ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНОДНОЙ И КАТОДНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В МЕГАВОЛЬТНОМ АТМОСФЕРНОМ РАЗРЯДЕ

А. А. Родионов, 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

*Исследованы распределения временных и энергетических параметров рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного разряда установки ЭРГ с фронтом 220 нс в конфигурации “обратноконический катод с остриём – сетчатый анод” по координате вдоль оси разряда с разрешением 12 см. Впервые обнаружено, что излучение с энергией кванта более 100 кэВ испускается преимущественно из области анода раньше, чем из области катода: максимум интенсивности излучения из области анода наблюдается на  $\sim 140$  нс раньше, чем максимум интенсивности излучения из области катода. Установлено, что импульсы рентгеновского излучения совпадают с высокочастотными колебаниями тока разряда и экстремумами зависимости производной напряжения на разрядном промежутке по времени  $dU/dt$ . Излучение из области анода и межэлектродного промежутка может быть связано с торможением релятивистских электронов. Природа излучения из области катода требует дальнейшего осмысления.*

**Ключевые слова:** атмосферный разряд, рентгеновское излучение, гамма-излучение, высокочастотные токовые осцилляции, мегавольтный разряд, молния.

В последнее время ведутся активные исследования механизмов генерации высокоэнергичного (на уровне сотен кэВ) проникающего излучения, генерируемого в мегавольтных атмосферных разрядах при пробое протяженных (порядка 1 м) промежутков

---

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: andrei.rodionov@phystech.edu.

[1–15]. К настоящему моменту известно, что излучение наибольшей интенсивности возникает на стадии, предшествующей росту основного тока разряда [2–9] и имеет острую угловую анизотропию [14]. Согласно [2] излучение наблюдается одновременно с характерными высокочастотными колебаниями тока разряда и определенными конфигурациями анодных и катодных проводящих каналов на стадии, близкой к их смыканию. Согласно [7, 13, 14] основным механизмом генерации проникающего излучения может служить торможение генерируемых при этом убегающих электронов. В этой картине быстрые электроны, разогнавшиеся в области между смыкающимися каналами, могут бомбардировать поверхность анода и испускать тормозное излучение. Таким образом, представляет существенный интерес исследование проникающего излучения, генерируемого из областей электродов, так как именно в них происходит основное торможение электронов. Также важным является вопрос о том, как связаны параметры излучения и токовых осцилляций с электрофизическими параметрами разряда.

В настоящей работе впервые исследованы временные параметры рентгеновского излучения мегавольтного атмосферного разряда из областей анода и катода в предпробойной стадии разряда. Данные измерения и, соответственно, выводы относятся к излучению, распространяющемуся по нормали к оси разряда, а также без учета поправок на его угловую направленность.

Эксперименты по пробое длинных воздушных промежутков выполняются на установке ЭРГ. В качестве источника напряжения используется генератор импульсных напряжений (ГИН), собранный по схеме Аркадьева–Маркса, в рассматриваемых экспериментальных сериях запаасаемая системой энергия составляла 4.3 кДж. В качестве внутренних коммутирующих элементов ГИНа применена система разрядников, расположенная горизонтально в едином объеме диэлектрической колонны, с наполнением азотной средой.

Электродная система является аксиально-симметричной (рис. 1), с диаметром внешнего заземленного токопровода 2 м. Катодный электрод разрядного промежутка выполнен в виде дюралевого обратноконического конструктивного элемента (имеющего плоское круглое основание диаметром 32 см и закругление периферийной части с  $R = 20$  мм) с вынесенным по оси острием – стальной иглой, фиксированной на тонком осевом штоке. Анодный электрод выполнен в виде стального фланца (также содержит латунные части) с выступающей навстречу катоду сетчатой частью сферы (мелкая стальная формованная сетка), радиус кривизны поверхности анода  $\sim 13.5$  см.

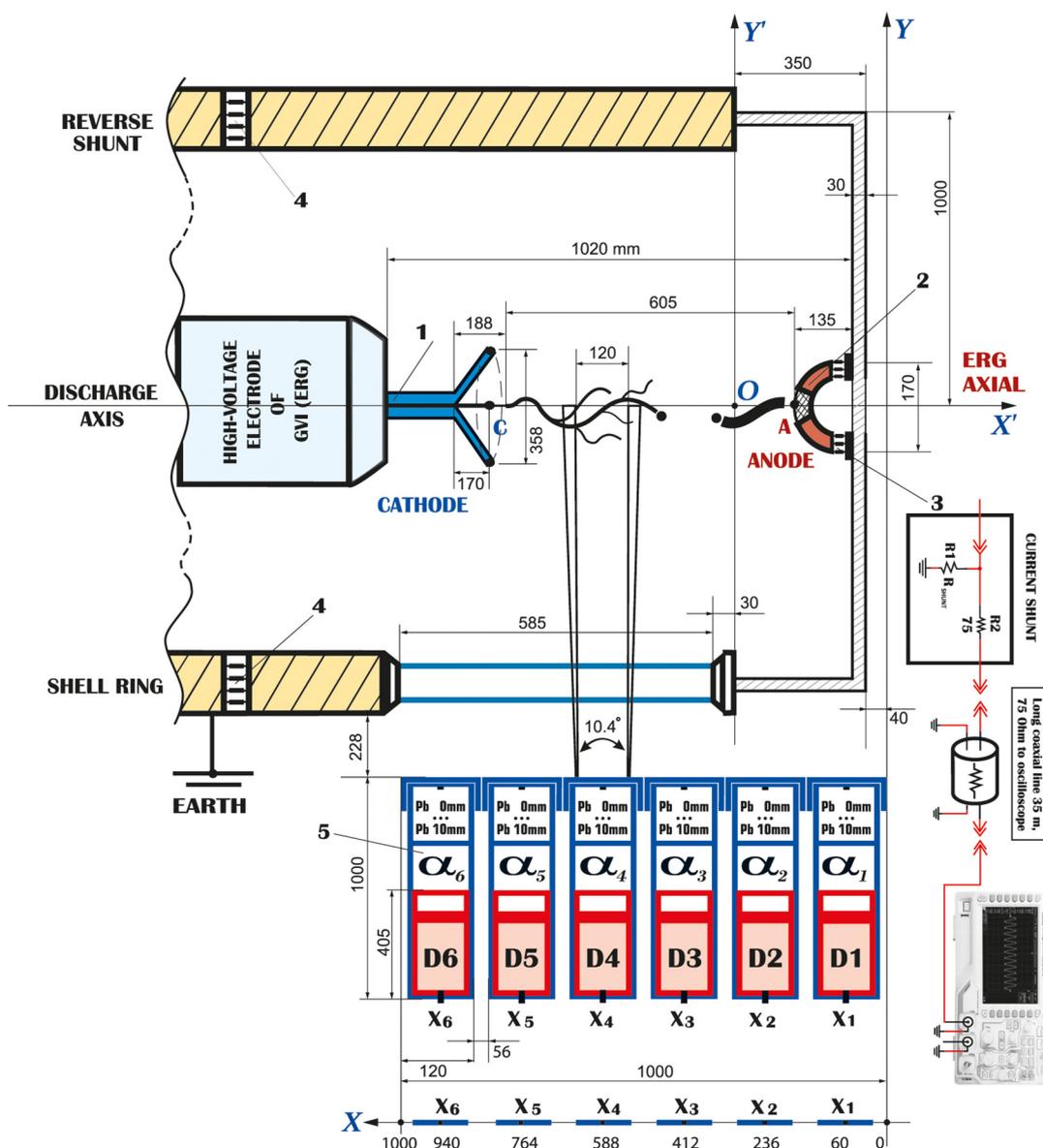


Рис. 1: Схема эксперимента: 1 – катод; 2 – анод; 3 – анодный шунт ( $R_1 = 0.05 \text{ Ом}$ ); 4 – шунт обратного токопровода ( $R_1 = 0.0095 \text{ Ом}$ ); 5 – коллимированный детектор. Справа – электрическая схема измерения тока.

Для прямых измерений тока анода применялись проходные коаксиальные шунты: анодный и шунт обратного токопровода (схема на рис. 1), выполненные на основе малоиндуктивных резисторов (ТВО-0.25 номиналом 3 Ом), общее сопротивление анодного шунта составляло  $R_{\text{SHUNT}} = 0.05 \text{ Ом}$ , шунта обратного токопровода –  $R_{\text{SHUNT}} = 0.0095 \text{ Ом}$ , частотные характеристики шунтов – в пределах применяемых

полос регистрации сигналов до 1.2 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 протекающий через него ток разряда по всему объему разрядного промежутка и окружающего его пространства. В частности, предымпulse тока через цилиндрическую обечайку в начальной (стримерной) стадии разряда.

Диагностическая установка, состоящая из специально разработанных сцинтилляционных детекторов ионизирующего излучения [16] с дополнительными модификациями и улучшенным временным разрешением 2–3 нс, имела геометрически линейную конфигурацию, схематично изображенную на рис. 1 (вид сверху), детекторы располагались равномерно с шагом 17.6 см по пространству ортогонально оси разряда.

Использовались 6 детекторов D1–D6 (отмечены на рис. 1 буквами в порядке их следования от анода по направлению к катоду) на основе быстрых органических сцинтилляторов (полистирол-*p*-терфенил + РОРОР, время высвечивания  $\sim 1$  нс), состыкованных с ФЭУ-30. В их конструкции применена цилиндрическая форма сцинтилляторов – диаметр основания 91 мм, длина 50 мм. Для всех детекторов D1–D6, использовались коллиматоры, представляющие собой специально изготовленные свинцовые трубы (материал марки С1), с толщиной стенки 1 см, длиной 1 м и диаметром 12 см. Детекторы диагностической сборки располагались внутри коллиматоров на плотной посадке (рис. 1). При этом ограничение рабочей площади сцинтилляторов позволило работать исключительно в поле зоны прямой видимости, пренебрегая краевыми эффектами коллимации излучения. Совокупность всех перечисленных выше фактов позволила достигнуть пространственного разрешения детектирующей сборки вдоль оси разряда в 12 см. В условиях настоящего эксперимента можно считать, что с достаточной точностью энергия сцинтилляции органического сцинтиллятора прямо пропорциональна энергии детектируемого им ионизирующего излучения [17].

Оценки энергии квантов излучения выполнены по методике “фильтров ступенчатого ослабления”. Свинцовые фильтры (материал С1) различной толщины (1, 3, 7, 10 мм) были изготовлены в виде герметично замкнутых полуцилиндров (крышек) на плотной внешней посадке и значительным нахлестом ( $\sim 6$  см) по отношению к краевой границе поверхности труб коллиматоров сборки. Данные фильтры позволяли последовательно менять ступенчатый порог ослабления и регистрировать рентгеновское и гамма-излучения с различной жесткостью квантов в экспериментальных сериях разрядов.

Также для проведения точных оценок энергии, необходимо учесть, что в направлении регистрации в непосредственной близости к объему сцинтиллятора присутствует дополнительный фильтр из алюминия (Al) толщиной 3 мм (корпус детектора), имеющий порог отсечки рентгеновского излучения на уровне 20 кэВ.

Поправочные коэффициенты для выравнивания амплитуд детекторов относительно друг друга были получены в процессе калибровки с помощью рентгеновской трубки ИМА – 6 – 100 в аппарате марки “РИНА” (серия “АРИНА”), с максимумом генерируемого спектра в области энергий  $\sim 120 \pm 10$  кэВ.

Условия проведения эксперимента: относительная влажность воздуха внутри помещения, где происходил атмосферный разряд, составляла 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.

Экспериментальная статистика основана на  $\sim 1200$  осевых атмосферных разрядах, из них количество по конкретным экспериментальным сериям составило: без свинцового ослабителя (“Рb 0” – толщина свинца 0 мм) было проведено 312 измерений, со свинцовым фильтром толщиной 1 мм (“Рb 1”) – 217 измерений, с фильтром толщиной 3 мм (“Рb 3”) – 253, с фильтром толщиной 7 мм (“Рb 7”) – 240, и с фильтром толщиной 10 мм (“Рb 10”) – 173 измерения соответственно.

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. 2 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. 2, наряду с электрофизическими параметрами разряда, в одной временной шкале изображены положения максимумов импульсов интенсивности рентгеновского излучения. 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 (рис. 2). В настоящей работе исследуется только излучение, испущенное в промежуток времени 95–420 нс, соответствующие ему электрофизические параметры разряда приведены на рис. 3 и рис. 4.

На рис. 3 и рис. 4 видно, что экстремумы производной приложенного напряжения  $dU/dt$  совпадают с характерными осцилляциями на зависимости тока от времени. Дей-

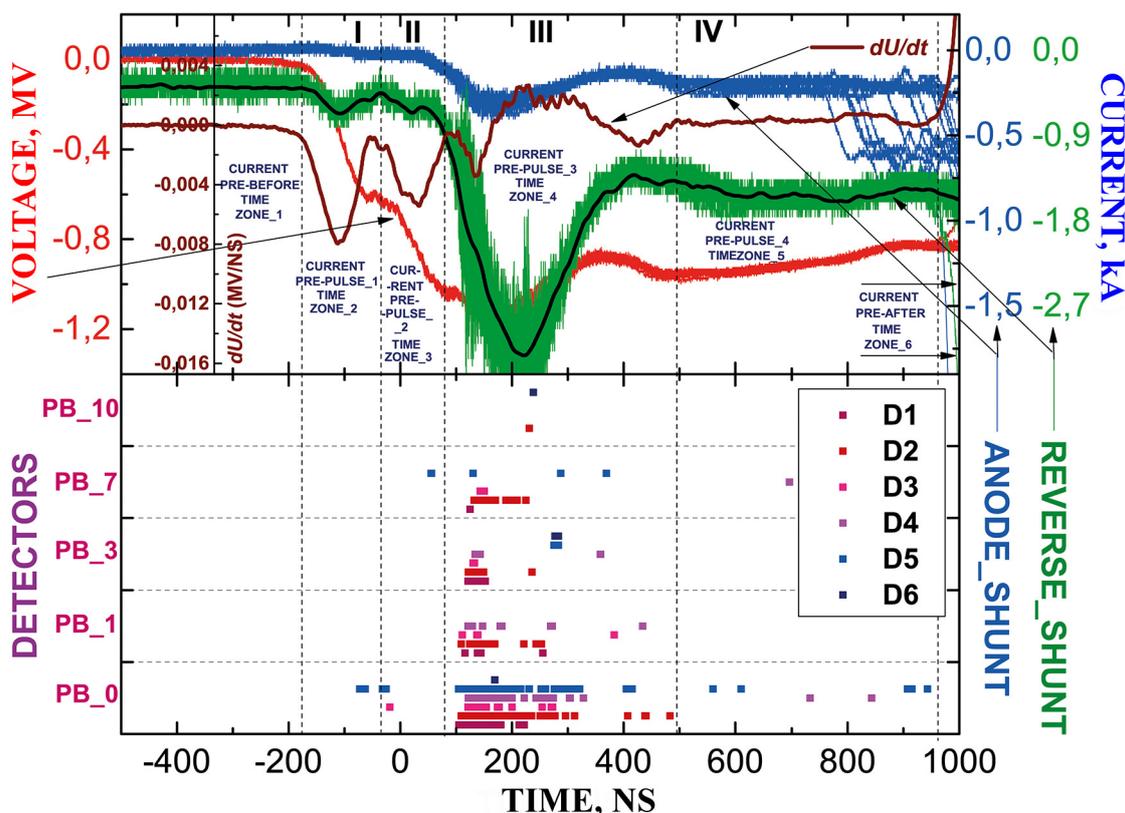


Рис. 2: Верх: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и его производной  $dU(t)/dt$  от времени в первые 1.5 мкс от начала разряда; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени, синхронизированные с электрофизическими характеристиками разряда. D1–D6 – номера детекторов, PB\_0–PB\_10 – толщины свинцовых фильтров в мм. За нулевой момент времени принят момент достижения приложенным напряжением уровня в 50% от максимального.

ствительно, 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 в эти же моменты наблюдается основное рентгеновское излучение.

Интересной особенностью кривых на рис. 3 является тот факт, что наиболее жесткое рентгеновское излучение, регистрируемое при максимальной толщине свинцового фильтра-ослабителя (10 мм), наблюдается в момент времени 220–255 нс.

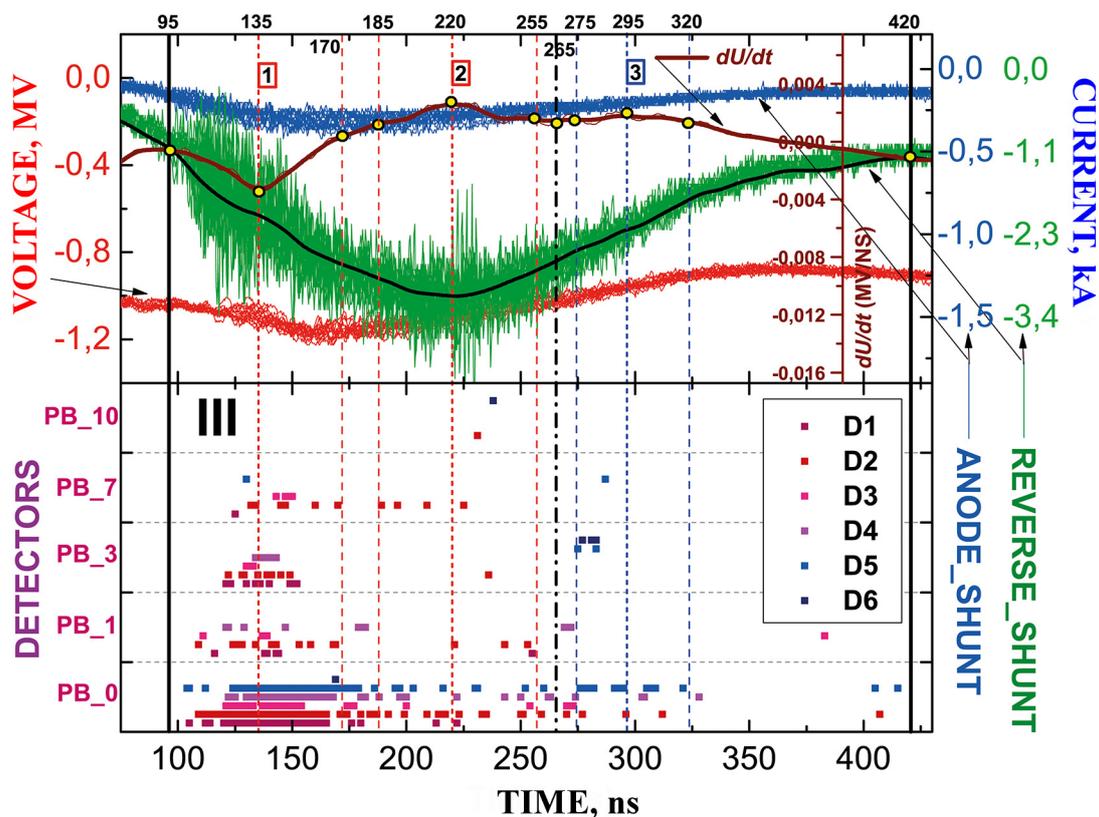


Рис. 3: Верх: зависимости тока разряда  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$  и его производной  $dU(t)/dt$  от времени в период максимального приложенного напряжения: 95–420 нс; низ: положения максимумов в зависимости интенсивности ионизирующего излучения от времени, синхронизованные с электрофизическими характеристиками разряда. D1–D6 – номера детекторов, PB\_0–PB\_10 – толщины свинцовых фильтров в мм.

Интегральные по энергии квантов зависимости интенсивности рентгеновского излучения, включающих фотоны с энергией  $\sim 20$  кэВ и более, измеренные без свинцовых ослабителей, приведены на рис. 5. 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 видно, что наибольшая интенсивность излучения для детекторов D1–D5 лежит в области 130–140 нс, что совпадает с моментами осцилляций тока разряда (рис. 2) и достижением приложенным напряжением своего максимального значения. В последующие моменты времени излучение также наблюдается, но интенсивность его слабее. Из рис. 5 следует, что временные характеристики

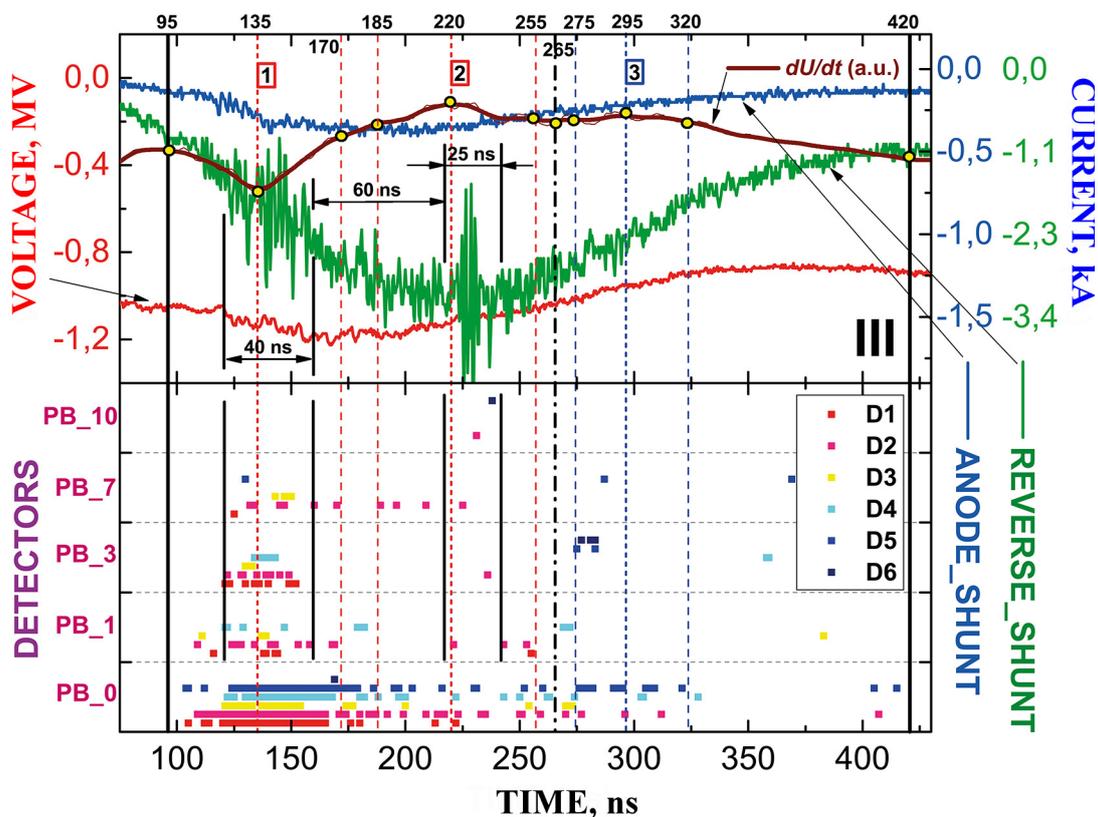


Рис. 4: Отдельная осциллограмма электрофизических кривых для одного осевого разряда с характерными высокочастотными осцилляциями на зависимости тока от времени, непосредственно наблюдаемыми в каждом разряде серии. Временные метки (1) и (2) – положения максимумов интенсивности излучения анодной области, (3) – катодной области.

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. 6 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 рентгеновского излучения с энергией кванта 100 кэВ и более.

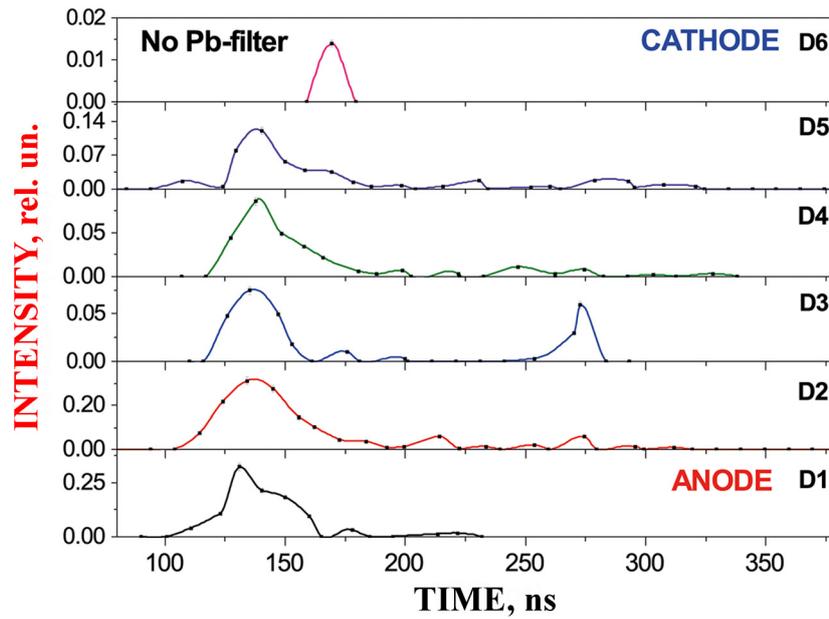


Рис. 5: Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от времени в период 95–420 нс, измеренные без свинцовых ослабителей.

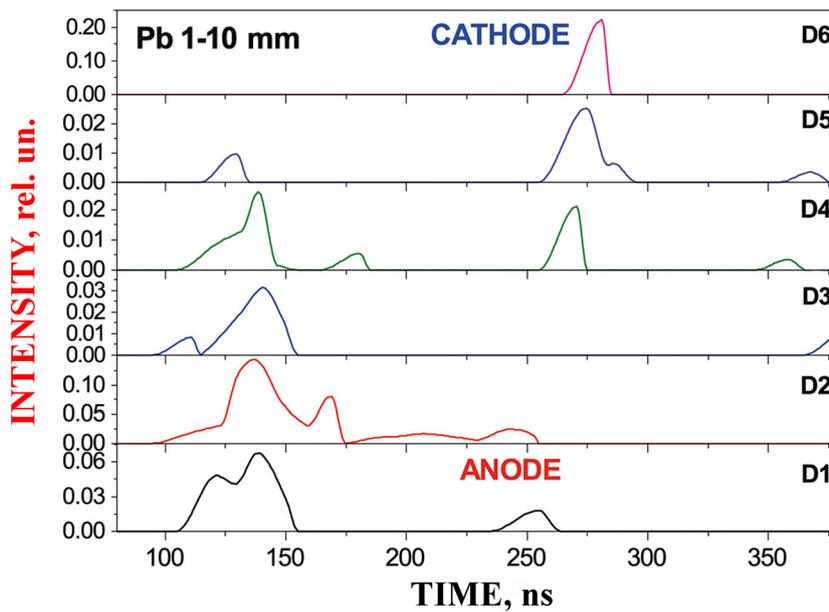


Рис. 6: Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от времени в период 95–420 нс, полученные суммированием кривых, полученных для всех свинцовых ослабителей.

Из рис. 6 (средняя зависимость интенсивности от времени) следует, что наибольшая интенсивность излучения 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  $\sim 140$  нс позже.

Вызывает интерес природа обнаруженного излучения из области катода. Действительно, из области катода наблюдается достаточно жесткое излучение с энергией не менее  $\sim 200$  кэВ, которое нельзя объяснить как исключительно характеристическое излучение поверхности катода, вызванное бомбардировкой его ускоренными ионами. Действительно, характеристическая  $K$ -линия  $^{26}\text{Fe}$  – основного элемента стального катода – имеет энергию фотона 7.1 кэВ [18], 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 эмиттированы, 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 [19], соответствующая оценка температуры составляет  $\sim 10^3$  К. В то же время согласно [15] 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 рентгеновского излучения обеспечивает разрядный промежуток свободными носителя-

ми заряда. Их ускорение в высоком электрическом поле и последующее торможение в газе может, по нашему мнению, приводить к генерации тормозного излучения в прикатодной области.

*Выводы.* Полученные результаты показывают, 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 рентгеновское излучение из области катода возникает на  $\sim 140$  нс позже, чем из области анода и разрядного промежутка. В механизме его генерации может принимать участие термоэлектронная эмиссия с поверхности разогретого катода. Показано, что максимальные высокочастотные осцилляции тока разряда и импульсы его рентгеновского излучения синхронизованы с экстремумами зависимости производной приложенного напряжения от времени. Вопрос природы и механизмов излучения, в том числе тормозного, из области катода остается открытым. Более полное и подробное исследование механизмов этого явления будет выполнено в дальнейших исследованиях.

Мы посвящаем эту работу светлой памяти Г. В. Иваненкова, В. А. Пападичева, В. А. Богаченкова – блестящих физиков и наших друзей, стоявших у истоков этих исследований. Авторы благодарят академика А. В. Гуревича за стимулирование исследований физики молнии и механизмов пробоя на убегающих электронах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) № 20-08-01156.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] M. Rahman, P. Hettiarachchi, V. Cooray, et al., *Atmosphere* **10**(4), 169 (2019). DOI: 10.3390/atmos10040169.
- [2] P. O. Kochkin, C. V. Nguyen, A. P. van Deursen, 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, 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, L. Van Deursen, *Plasma Sources Science and Technology* **25**(4), 044002 (2016). DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044002.

- [5] P. Hettiarachchi, V. Cooray, M. Rahman, J. Dwyer, *Atmosphere* **8**(12), 244 (2017). DOI: 10.3390/atmos8120244.
- [6] N. A. Bogatov, A. Y. Kostinskiy, V. S. Syssoev, et al., *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **125**(11), e2019JD031826 (2020). DOI: 10.1029/2019JD031826.
- [7] E. V. Oreshkin, S. A. Barengolts, S. A. Chaikovskiy, et al., *Physics of plasmas* **19**(1), 013108 (2012). DOI: 10.1063/1.3677267.
- [8] A. V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **50**(16), 165202 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa5dba.
- [9] A. V. Agafonov, A. V. Oginov, K. V. Shpakov, *Physics of Particles and Nuclei Letters* **9**(4), 380 (2012). DOI: 10.1134/S1547477112040024.
- [10] A. V. Gurevich, A. M. Almenova, V. P. Antonova, et al., *Physical Review D* **94**(2), 023003 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevD.94.023003.
- [11] A. V. Gurevich, G. K. Garipov, A. M. Almenova, et al., *Atmospheric Research* **211**, 73 (2018). DOI: 10.1016/j.atmosres.2018.04.018.
- [12] I. S. Baidin, A. A. Rodionov, A. V. Oginov, K. V. Shpakov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **48**(11), 349 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621110038.
- [13] L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk, *JETP Letters* **99**(7), 386 (2014). DOI: 10.1134/S0021364014070029.
- [14] A. V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, et al., *Plasma Sources Science and Technology* **28**(9), 095014 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3c79.
- [15] M. A. Medvedev, E. V. Parkevich, A. V. Oginov, et al., *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **48**(12), 373 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621120034.
- [16] A. A. Rodionov, A. V. Oginov, K. V. Shpakov, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **82**(4), 404 (2018). DOI: 10.3103/S1062873818040160.
- [17] K. Wei, D. Hei, X. Weng, et al., *Applied Radiation and Isotopes* **156**, 108992 (2020). DOI: 10.1016/j.apradiso.2019.108992.
- [18] М. А. Блохин, *Физика рентгеновских лучей* (Гос. изд-во технико-теорет. лит-ры, 1953).
- [19] И. К. Кикоин, *Таблицы физических величин* (Рипол Классик, 1976).

Поступила в редакцию 15 апреля 2022 г.

После доработки 6 июня 2022 г.

Принята к публикации 7 июня 2022 г.