

Пробой в воздухе атмосферного давления при наносекундной длительности импульса напряжения за счет убегающих электронов

В.Ф. Тарасенко, И.Д. Костыря, Д.В. Рыбка*

*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3*

Поступила в редакцию 06.10.2011 г.

В условиях генерации пучка убегающих электронов исследован пробой воздуха атмосферного давления в неоднородном электрическом поле при коронном и диффузном разрядах. При наносекундной длительности импульса напряжения отрицательной полярности, подаваемого на коаксиально расположенные цилиндрические электроды, зарегистрирован пучок электронов, который соответствует первой фазе (предпробойной стадии) пробоя на убегающих электронах. Показано, что при длительности импульса напряжения ~ 2 нс, его амплитуде ~ 300 кВ и зазоре в коаксиальной воздушной линии ~ 8 см генерация первой лавины убегающих электронов не приводит к завершению пробоя линии и форма разряда в линии соответствует импульсному коронному разряду, а длительность импульса тока пучка убегающих электронов из коронного разряда составляет на полувисоте не более 100 пс.

Ключевые слова: пробой воздуха атмосферного давления, предпробойная стадия, убегающие электроны, длительность импульса тока пучка; breakdown of atmospheric pressure air, development of discharges before breakdown, mode of runaway electrons, pulse duration of e-beam.

Введение

Процесс генерации убегающих электронов и рентгеновского излучения из атмосферных [1–4] и лабораторных [5–17] разрядов всегда привлекал внимание исследователей. В работах А.В. Гуревича с соавт. [1, 4] сообщается о влиянии космического излучения на генерацию убегающих электронов в слабых электрических полях и на развитие мощных разрядов в атмосфере Земли. В частности, было рассмотрено асимптотическое решение линейного кинетического уравнения и предложены соотношения подобия для пробоя на убегающих электронах. Кроме того, установлено, что пробой на убегающих электронах (ПУЭ) имеет для всех диэлектриков одну и ту же структуру. Из представленных в [1, 4] данных следует, что в области низких электрических полей ($E < 20$ кВ/см) в воздухе атмосферного давления имеет место пробой только за счет убегающих электронов, лавина которых в атмосфере Земли при грозах инициируется космическими частицами с высокой энергией. Для реализации ПУЭ необходимы начальные электроны с достаточно большой энергией $\varepsilon > \varepsilon_c$, где ε_c — критическая энергия электронов, необходимая для образования лавины убегающих электронов, которая согласно [1] должна быть более 100 кэВ. Известно, что у по-

верхности Земли в 1 с регистрируется поток быстрых электронов с плотностью $\sim 10^3$ электронов/м², образованных за счет пришедших из космоса частиц с высокой энергией [1].

При высоком электрическом поле ($E > 40$ кВ/см) частота ионизаций при обычном пробое на порядок превышает частоту ионизаций при ПУЭ [4, 5, 8], соответственно пробой происходит за счет развития обычных электронных лавин, которые могут также инициироваться пучком убегающих электронов. Для реализации ПУЭ в лабораторных разрядах необходима большая длина разрядного промежутка, чтобы лавина убегающих электронов достигла своей критической длины. Под критической длиной понимается длина лавины, которая достаточна для развития завершеного пробоя промежутка. Из [4] также следует, что при низких электрических полях и генерации начальных убегающих электронов от космических частиц происходит ионизация промежутка убегающими электронами развивающейся лавины. Это должно приводить на предпробойной стадии к слабому свечению воздуха.

Исследования свечения наносекундных лабораторных разрядов, генерирующих убегающие электроны и рентгеновское излучение, показали [7–9, 13], что разряд в промежутке имеет две характерные области. Центральная область промежутка, через которую протекает основной разрядный ток, характеризуется сравнительно ярким свечением плазмы разряда. В [14] установлено, что из области «плотного» диффузного разряда в азоте

* Виктор Федотович Тарасенко (VFT@loi.hcei.tsc.ru); Игорь Дмитриевич Костыря; Дмитрий Владимирович Рыбка.

регистрируется наибольшая удельная мощность излучения второй положительной системы азота, которая при давлении ~ 1 атм составила ~ 50 кВт/см³. Плотность сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП) за анодной фольгой из этой области также наибольшая [13]. Остальная область разрядного промежутка светится слабо. Однако из этой области разряда также регистрируются убегающие электроны и рентгеновское излучение [7–9, 13].

Цель настоящей работы – экспериментально зарегистрировать первую (начальную) стадию пробоя на убегающих электронах в воздухе атмосферного давления при наносекундных импульсах напряжения.

Под начальной стадией пробоя понимается предпробойная фаза разряда, при которой напряжение на промежутке за счет развития ионизационных процессов в газе существенно не изменяется. Этому условию соответствует коронный разряд в неоднородном электрическом поле. При использовании катода с малым радиусом кривизны и наносекундного импульса высокого напряжения за счет концентрации электрического поля в прикатодной области легко получить быстрые (убегающие) электроны [5, 8]. С другой стороны, увеличивая межэлектродный зазор и(или) уменьшая амплитуду и длительность импульса напряжения, можно сформировать коронный разряд, при котором из-за малого разрядного тока напряжение на промежутке изменяется слабо. Другими словами, при наносекундной длительности импульса напряжения можно организовать режим разряда, при котором пробой промежутка не успеет произойти, но генерация быстрых электронов в прикатодной области будет иметь место. Предварительный анализ условий планируемого эксперимента показал, что при наносекундной длительности импульса напряжения с амплитудой ≥ 100 кВ и длине промежутка ~ 8 см убегающие электроны лавины можно будет зафиксировать с помощью коллектора.

Таким образом, в настоящей статье ставилась задача зарегистрировать в лабораторном эксперименте лавину убегающих электронов на начальной фазе ее развития до наступления ПУЭ. Основное отличие планируемого эксперимента от начальной фазы ПУЭ в атмосферных разрядах заключается в том, что формирование убегающих электронов и их движение в промежутке будут обеспечиваться одним наносекундным импульсом напряжения.

Экспериментальная установка и методики

Установка состояла из генератора (рентгеновского аппарата АРИНА-1 [18]) и разрядной камеры, выполненной в виде коаксиальной линии. Генератор формировал импульсы напряжения с амплитудой ~ 300 кВ (напряжение холостого хода). Длительность импульса напряжения на полувывоте при согласованной нагрузке составляла ~ 2 нс, а длительность фронта импульса напряжения была не более 0,5 нс. К генератору крепилась цилиндрическая ка-

мера, которая являлась коаксиальной воздушной линией с волновым сопротивлением ~ 190 Ом. Внутренний проводник линии, торец которого являлся трубчатым катодом, имел внешний диаметр 7 мм. Катод был изготовлен из латунной трубки с толщиной стенки 0,3 мм и имел внешний диаметр 7 мм. Межэлектродный зазор d мог изменяться от 10 до 80 мм.

Подобная конструкция разрядной камеры позволяла формировать коронный разряд между внутренним и внешним цилиндрами коаксиальной линии, а за счет диффузного разряда между торцом внутреннего проводника (катодом) и плоской пластиной (анодом) уменьшать колебания напряжения в коаксиальной линии. Внешний цилиндр линии был изготовлен из медной фольги толщиной 200 мкм и его внутренний диаметр равнялся 160 мм. Длина линии от изолятора до противоположного торца составляла 30 см. Линия заканчивалась плоской пластиной. Пластина имела в центральной части отверстие диаметром 40 мм, которое закрывалось AlBe-фольгой толщиной 50 мкм. Это позволяло с помощью коллектора регистрировать пучок электронов из разряда между кромкой катода и AlBe-фольгой (анодом).

Боковая цилиндрическая стенка камеры (линии) имела прямоугольное окно длиной 25 см и шириной 5 см, которое закрывалось Al-фольгой толщиной 15 мкм или сеткой, или медной фольгой толщиной 200 мкм. Ток пучка за прямоугольным окном, закрытым Al-фольгой, регистрировался вторым коллектором, а рентгеновское излучение дозиметром. В экспериментах использовались коллекторы с диаметром приемной части 20 и 5 мм. Временное разрешение коллекторов было не хуже 100 пс [11, 13].

Эксперименты также проводились с другими диаметрами внутреннего проводника коаксиальной линии (1–6 мм) и при напряжении генератора ~ 100 кВ. В этих экспериментах внутренний проводник воздушной линии изолировался со стороны медной пластинки диэлектриком и удлинялся таким образом, что его конец выступал за пластинку в торце разрядной камеры. Выступающий конец проводника соединялся проводом с корпусом камеры через воздушный искровой промежуток. Длина внутреннего проводника, открытая от диэлектрика, изменялась от 3 до 19 см. Искровой разрядник использовался для уменьшения отраженной волны импульса напряжения. При диаметре внутреннего проводника 1 мм волновое сопротивление коаксиальной линии увеличивалось до ~ 300 Ом.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом «ЗЕНИТ» на пленку РФ-3. Электронный пучок и рентгеновское излучение регистрировались по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в конверт из черной бумаги толщиной ~ 100 мкм и располагалась за боковым окном камеры на расстоянии 8 см от оси разряда или за торцевым электродом (AlBe-фольгой). Отметим, что чувствительность фотопленки РФ-3 к электронному пучку существенно (более чем на порядок) больше, чем к рентгеновскому излучению.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметра Argow-Tech, Inc (Model-138). Дозиметр располагался на различных расстояниях h от торца камеры или на месте коллектора. Чувствительность дозиметра в диапазоне от 16 кэВ до 1 МэВ изменяется не более чем на 20%. Форма импульсов рентгеновского излучения и их относительная амплитуда регистрировались с помощью алмазного детектора компании AASC (США). Временное разрешение детектора достигало $\sim 0,2$ нс. Ток разряда измерялся шунтом на чип-резисторах, который был расположен между генератором и коаксиальной линией. Для измерения электрических сигналов использовались осциллографы DPO-70604 (6 ГГц, 25 выборок/нс) и TDS-3034 (0,3 ГГц, 2,5 выборки/нс), а также широкополосные ослабители и кабели. Эксперименты были проведены в воздухе атмосферного давления.

Экспериментальные результаты

При межэлектродных зазорах 10–70 мм между катодом и торцевой стенкой камеры формировался диффузный разряд. На рис. 1 показаны разряд при межэлектродных зазорах 30 и 50 мм и часть внутреннего проводника коаксиальной линии при его диаметре 7 мм.

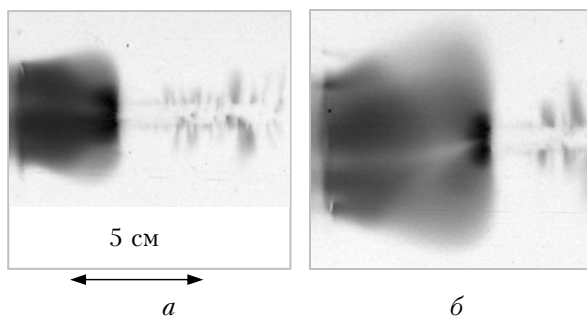


Рис. 1. Свечение разряда в промежутке длиной 30 (а) и 50 (б) мм, сфотографированное через боковое окно за один импульс

Съемка велась через боковое окно. Интенсивность излучения диффузного разряда между като-

дом и фольгой увеличивалась при уменьшении межэлектродного зазора d , а объем, занимаемый плотным разрядом, при этом уменьшался. На фотографиях также видны короткие диффузные струи с внутреннего проводника коаксиальной линии, длина которых увеличивается при увеличении межэлектродного промежутка.

На рис. 2, а показан разряд с внутреннего проводника коаксиальной линии за 5 импульсов. Диаметр внутреннего проводника линии, как и катода, был равен 7 мм. При зазоре 50–60 мм сопротивление разрядной плазмы было близко к сопротивлению коаксиальной линии. В результате энергия импульса напряжения от генератора АРИНА-1 в основном поглощалась плазмой диффузного разряда. Осциллограмма тока короткого замыкания коаксиальной линии на шунт показана на рис. 3, а.

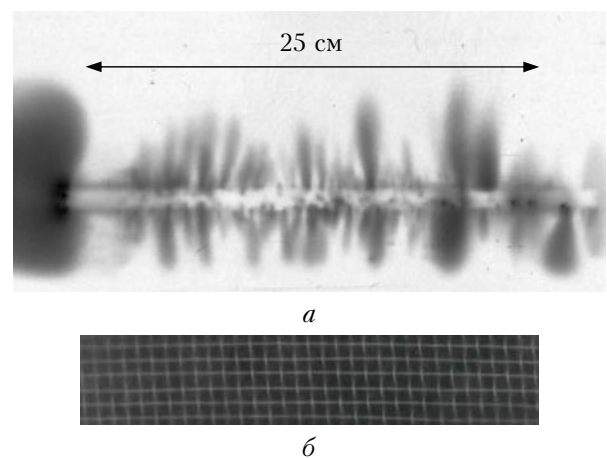


Рис. 2. Свечение разряда, сфотографированное через боковое окно при наложении 5 импульсов (а), и автограф электронного пучка за сеткой на фотопленке, помещенной в конверт из черной бумаги, полученный за 650 имп. (б). Размер ячейки сетки $2,5 \times 2,5$ мм, масштаб автографа увеличен в 3 раза

Передний фронт импульса тока не превышает 0,5 нс. Амплитуда тока разряда в первую наносекунду составляет около 3,5 кА, что позволяет определить амплитуду падающей волны напряжения.

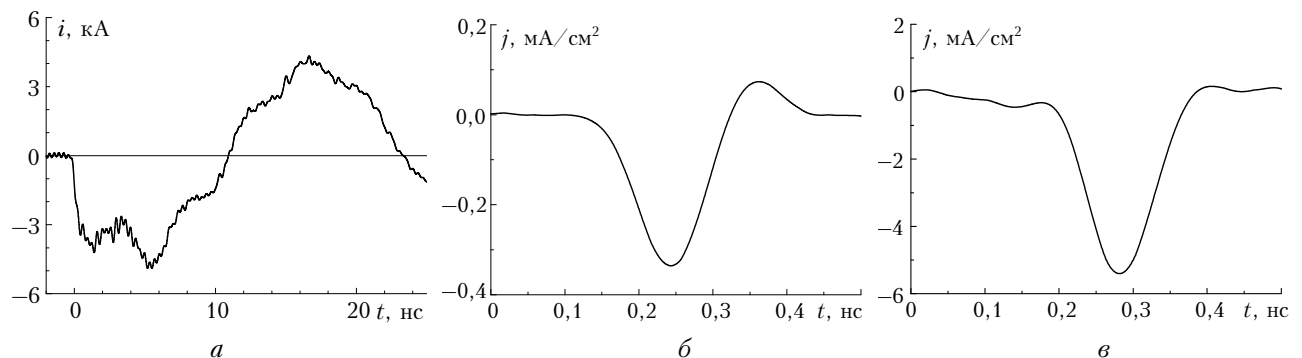


Рис. 3. Осциллограммы тока разряда в режиме короткого замыкания (а), тока пучка электронов с коллектора за окном на торце камеры (б) и тока пучка электронов с коллектора за боковым окном (в) при межэлектродном зазоре 50 мм и напряжении генератора ~ 300 кВ. Диаметр приемной части коллектора 20 мм

Напряжение на внутреннем проводнике коаксиальной линии при $d = 50$ мм, по оценкам, составляло ~ 300 кВ. При зазоре 50–60 мм положительный выброс на осциллограмме тока разряда исчезал, что свидетельствует о согласовании волнового сопротивления коаксиальной линии и сопротивления плазмы после пробоя промежутка. В этих условиях между внутренним проводником коаксиальной линии и внутренней стенкой внешнего цилиндра линии формировался коронный разряд. Коронный разряд состоял из диффузных струй (см. рис. 1 и 2, *a*), сравнительно равномерно распределенных по внутреннему проводнику. При $d = 50$ мм диффузные струи имели длину не более 45 мм (см. рис. 2, *a*) и с уменьшением d их длина уменьшалась. Кроме диффузных струй, во всем объеме коаксиальной линии, как и в работах [7, 9], наблюдалось слабое свечение газа.

Наибольшая амплитуда тока пучка на коллектор с приемной частью диаметром 20 мм регистрировалась через окно на торце камеры при межэлектродном зазоре 20–30 мм (рис. 4).

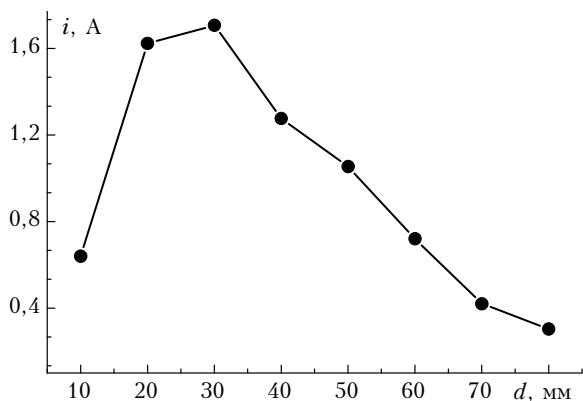


Рис. 4. Зависимость амплитуды тока пучка с коллектора за окном на торце камеры от межэлектродного зазора

Плотность тока пучка при этом составляла более $0,5$ А/см². Как мы уже отмечали, при этих зазорах в промежутке формировался «плотный» диффузный разряд. Данный режим соответствует генерации СЛЭП и описан в наших работах [11, 13]. Осциллограмма тока пучка приведена на рис. 3, *б*. Измерения тока пучка показали, что пучок убегающих электронов регистрируется не только с торца разрядной камеры, но и за окном на боковой стенке коаксиальной линии. Ток пучка убегающих электронов из области коронного разряда показан на рис. 3, *в*. Энергия электронов в пучке была более 50 кэВ, что позволяло регистрировать пучок за двумя Al-фольгами толщиной по 15 мкм. Плотность тока пучка из области коронного разряда была на два порядка меньше плотности тока пучка в режиме СЛЭП за окном на торце разрядной камеры. Зависимость амплитуды тока пучка из коронного разряда через боковое окно при перемещении коллектора приведена на рис. 5. Ток пучка при межэлектродном зазоре 50 мм из коронного разряда имел максимальную амплитуду на расстоянии 10 см от торца камеры.

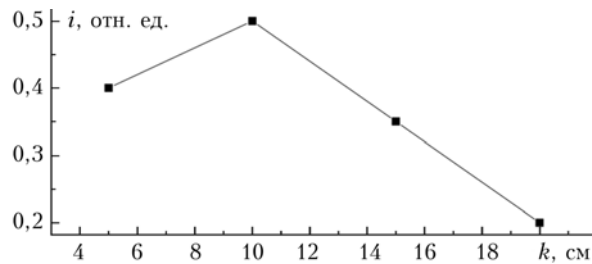


Рис. 5. Зависимость тока пучка с коллектора за боковым окном от расстояния k между коллектором и торцом разрядной камеры

Ранее [11] нами было установлено, что электронный пучок при диффузном разряде и малых расстояниях до боковой стенки газового диода генерируется в угол, превышающий 2π . В данных экспериментах измерения тока пучка проводились на больших расстояниях от диффузного разряда. Так, осциллограмма на рис. 3, *в* была получена на расстоянии 18 см от торца камеры и 13 см от поверхности изолятора. В этих условиях ток пучка из диффузного разряда не влиял на показания коллектора у боковой стенки разрядной камеры.

В данных экспериментах было установлено, что длительность импульса тока пучка из области коронного разряда мала (не более 100 пс на полувысоте). При генерации СЛЭП длительность тока пучка ограничивается переключением промежутка плотной плазмой [6, 8, 13]. При коронном разряде и наносекундной длительности импульса напряжения плотная плазма не успевала достичь анода. Соответственно, существует и другой механизм, который ограничивает длительность импульса тока пучка убегающих электронов, генерируемого в газах при повышенных давлениях.

Ток пучка и его распределение по боковому окну разрядной камеры также исследовались с помощью фотопленки РФ-3. При напряжении генератора ~ 100 кВ и диаметре внутреннего проводника 6 мм для получения автографа пучка электронов необходимо было более 100 импульсов. В этом режиме внутреннего проводника в темноте визуально наблюдалось слабое диффузное свечение, которое не регистрировалось фотоаппаратом при открытом затворе за десятки импульсов. На рис. 2, *б* приведен автограф пучка электронов в этих условиях, полученный за сеткой с размером ячейки $2,5 \times 2,5$ мм на боковом окне. Изображение проволок сетки, которые располагались параллельно центральному электроду коаксиальной линии, на автографе более четкое. Из этого следует, что электронный пучок генерировался в основном из области у центрального электрода. При уменьшении диаметра внутреннего проводника до 1 мм форма разряда изменялась. По все длине катода формировались диффузные струи, часть из которых достигала боковой стенки камеры. В этих условиях для получения автографа было достаточно нескольких десятков импульсов. При расположении фотопленки с торца камеры для получения четкого автографа электронного пучка было достаточно одного импульса.

Интенсивность и энергия квантов рентгеновского излучения из газового диода зависели от формы разряда и места положения дозиметра. Наибольшая интенсивность рентгеновского излучения регистрировалась в условиях генерации СЛЭП. Экспозиционная доза рентгеновского излучения при межэлектродном зазоре 30 мм при установке дозиметра на торце разрядной камеры за медной фольгой толщиной 20 мкм составила $\sim 0,1$ мР за импульс. Экспозиционная доза рентгеновского излучения при оптимальной конструкции газового диода с генератором, подобным генератору АРИНА-1, и катодом в виде трубки диаметром 6 мм составила 0,6 мР [16]. При регистрации рентгеновского излучения из коронного разряда экспозиционная доза рентгеновского излучения уменьшалась, как и плотность тока пучка, на несколько порядков. Длительность импульса рентгеновского излучения определялась разрешающей способностью алмазного детектора и составила в режиме генерации СЛЭП $\sim 0,2$ нс на полувысоте.

Обсуждение результатов

Проведем сравнение полученных результатов с расчетными данными по модели, описанной в [4], а также с результатами работ [5, 6, 8, 17].

В модели [4] ПУЭ развивается благодаря электронам с энергиями 100–1000 кэВ, которые возникают в воздухе за счет космических частиц с большой энергией. Соответственно, развитие ПУЭ может происходить в низких электрических полях (< 10 кВ/см). Длина нарастания лавины убегающих электронов при этом велика и при электрическом поле ~ 2 кВ/см превышает 50 м [4, рис. 2]. Зарегистрированный нами при коронном разряде пучок убегающих электронов можно отнести к пучку убегающих электронов лавины, которая не успела при наносекундной длительности импульса напряжения достичь своего критического размера и привести к пробое промежутка в сравнительно высоком электрическом поле. Анализ условий эксперимента показывает, что импульс тока пучка на рис. 3, в соответствует начальной стадии пробоя на убегающих электронах.

Весьма важна следующая особенность генерации убегающих электронов в лабораторных разрядах. Первые электроны, которые переходят в режим убегания в этих условиях, набирают энергию от нулевых значений. Это возможно только при наличии высоких локальных электрических полей (~ 10 МВ/см в воздухе атмосферного давления [5, 8]). В данном эксперименте высокие электрические поля достигаются за счет использования катода с малым радиусом кривизны и за счет микронеднородностей на катоде. Следует также отметить, что критическое электрическое поле, необходимое в лабораторных разрядах для перехода первых электронов с энергий единицы–десятки килоэлектронвольт в режим непрерывного убегания, сильно зависит от начальной энергии электрона и составляет сотни–десятки кВ/см (см. [8, рис. 8, с. 109]). Соответственно величина E_{cr} не является фунда-

ментальной константой для данного газа, а зависит от начальной энергии электрона, от напряженности электрического поля и протяженности промежутка, в котором это поле поддерживается. Также при изменении электрического поля меняется число электронов, которые переходят в режим убегания. Известно, что и при малых электрических полях, приложенных к плазменным образованиям, малая часть электронов на «хвосте» функции распределения Максвелла имеет энергии в десятки – сотни килоэлектронвольт. Следовательно, при прочих равных условиях переход части электронов в режим убегания может быть при различных электрических полях, но число электронов с энергией в десятки – сотни килоэлектронвольт при этом будет изменяться, в том числе в зависимости от длительности импульса напряжения.

Критические электрические поля, необходимые для убегания большей части электронов в промежутке с однородным электрическим полем, были рассчитаны в работах С.И. Яковленко и А.Н. Ткачева. Результаты моделирования приведены в [6, 8] и показывают, что эти поля весьма высоки. В азоте атмосферного давления они составляют ~ 10 кВ/(см \times торр) [8, рис. 19, с. 83]. Экспериментально условия убегания значительного числа электронов в малых межэлектродных зазорах, что приближается к условиям однородного электрического поля, при пониженных давлениях гелия и других газов были реализованы в работах П.А. Бохана с сотр. [17].

Для генерации пучка электронов в воздухе атмосферного давления, а также в других газах при повышенных давлениях, с максимальными амплитудами необходимо реализовать режим генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка [11, 13]. В режиме СЛЭП амплитуда пучка убегающих электронов увеличивается за счет формирования поляризованной волны ионизации, фронт которой за сотни пикосекунд перемикает промежуток. В этом режиме отрицательный заряд движущегося к аноду фронта волны ионизации (развивающихся обычных электронных лавин) усиливает перед фронтом волны электрическое поле в промежутке. Благодаря этому увеличиваются число убегающих электронов в промежутке и ток пучка за анодной фольгой. Кроме того, усиление электрического поля на фронте волны ионизации или отдельного стримера (как было предложено в [19]) приводит к генерации электронов с энергией $T > Ue$, где U – напряжение на промежутке, e – заряд электрона. Вторым фактором, который увеличивает электрическое поле в промежутке при генерации СЛЭП, – это вытеснение электрического поля из плотной плазмы, фронт которой распространяется от катода с малым радиусом кривизны к аноду (см. [8, с. 137]).

Заключение

Из проведенных экспериментов следует, что при наносекундной длительности импульса напряжения и относительно больших межэлектродных зазорах в воздухе атмосферного давления наблюдается только первая фаза ПУЭ, при которой убегающие электроны пересекают промежуток, но завершённый

пробой промежутка не успевает произойти. Данный режим реализуется в условиях импульсного коронного разряда, при котором убегающие электроны регистрируются на значительном расстоянии от ярко светящейся области у катода. При уменьшении длины разрядного промежутка ток пучка убегающих электронов увеличивается и промежутки переключаются диффузной плазмой. При этом изменяется режим генерации электронного пучка, начиная соответствовать режиму генерации СЛЭП. В режиме СЛЭП увеличение амплитуды тока пучка за фольгой происходит благодаря формированию волны ионизации, фронт которой переключает промежуток за сотни пикосекунд — единицы наносекунд.

Следует также отметить, что режим пробоя промежутка за счет убегающих электронов был реализован, по-видимому, в начале XX в. После появления генераторов импульсов высокого напряжения (десятки киловольт и более) с наносекундным фронтом импульсные разряды исследовались во многих лабораториях. Однако задача по регистрации тока пучка убегающих электронов и рентгеновского излучения в этих работах не ставилась. Впервые рентгеновское излучение при разряде в воздухе атмосферного давления было зарегистрировано Ю.Л. Станкевичем и В.Г. Калининым [20].

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ГК № 02.740.11.0562.

1. Гуревич А.В., Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171, № 11. С. 1177–1199.
2. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A., Jordan D.M., Rambo K.J. X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803. doi:10.1029/2004GL021782.
3. Hazelton B.J., Grefenstette B.W., Smith D.M., Dwyer J.R., Shao X.M., Cummer S.A., Chronis T., Lay E.H., Holzworth R.H. Spectral dependence of terrestrial g-ray flashes on source distance // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L01108. doi:10.1029/2008GL035906.
4. Гуревич А.В., Караитин А.Н., Рябов В.А., Чубенко А.П., Щенетов А.Л. Нелинейные явления в ионосферной плазме. Влияние космических лучей и пробоя на убегающих электронах // Успехи физ. наук. 2009. Т. 179, № 7. С. 779–790.
5. Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena. (ISTC Science and Technology Series. V. 2). Arlington. VA: Futurepast, 2003. 358 p.
6. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных

субнаносекундных электронных пучков // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174, № 9. С. 953–971.

7. Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Рентгеновское излучение при формировании объемных разрядов наносекундной длительности в воздухе атмосферного давления // Ж. техн. физ. 2006. Т. 76, вып. 3. С. 64–69.
8. Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Отв. ред. С.И. Яковленко // Тр. ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63. 186 с.
9. Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. Рентгеновское излучение из объемного слаботокового разряда в воздухе атмосферного давления // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, вып. 10. С. 41–48.
10. Реньев А.Г., Репин П.В. Пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузного атмосферного разряда // Ж. техн. физ. 2008. Т. 78, вып. 7. С. 78–85.
11. Tarasenko V.F., Baksht E.H., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. Supershort avalanche electron beam generation in gases // Laser and Particle Beams. 2008. V. 26, N 4. P. 605–617.
12. Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A. A study of X-ray emission from laboratory sparks in air at atmospheric pressure // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, D23207. doi:10.1029/2008JD010315.
13. Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. Generation of supershort avalanche electron beams and formation of diffuse discharges in different gases at high pressure // Plasma Devices and Operation. 2008. V. 16, N 4. P. 267–298.
14. Ломаяев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Кривоногова К.Ю. Излучательные характеристики азота при возбуждении объемным разрядом, инициируемым пучком убегающих электродов // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 1. С. 40–47.
15. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Elbert U.M. Multiple x-ray bursts from long discharges in air // J. Phys. D. 2008. V. 41, N 23. 234012 (7 p.).
16. Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. Мягкое рентгеновское излучение при наносекундном диффузном разряде в воздухе атмосферного давления // Ж. техн. физ. 2010. Т. 80, вып. 2. С. 111–117.
17. Бохан П.А., Колбычев Г.В. Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51, вып. 9. С. 1823–1831.
18. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
19. Аскарьян Г.А. О новых возможностях ускорения частиц до больших энергий // Тр. ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.
20. Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития разряда. // Докл. АН СССР. 1967. Т. 177, № 1. С. 72–73.

V.F. Tarasenko, I.D. Kostyrya, D.V. Rybka. Nanosecond breakdown in atmospheric-pressure air due to runaway electrons.

The breakdown of atmospheric pressure air in mode of generation of runaway electrons beam terms was investigated. A beam of runaway electrons was registered with nanosecond pulse duration voltage negative polarity on coaxial electrodes, which corresponded to the first phase breakdown on the runaway electrons. It is shown that at voltage pulse duration of 2 ns, its amplitude is 300 kV and the gap in coaxial air line is 8 cm, first generation of runaway electrons does not lead to the breakdown, and that the form of discharge in line corresponds to a corona discharge. It is shown that the FWHM of the pulse of the runaway electron beam during corona discharge is not longer than 100 ps.