

04;07;12

О влиянии фронта импульса напряжения и геометрии катода на генерацию сверхкороткого лавинного электронного пучка

© А.М. Бойченко¹, А.Г. Бураченко², И.Д. Костыря², В.Ф. Тарасенко², А.Н. Ткачев¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

² Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 8 декабря 2010 г.)

Теоретически и экспериментально исследовано влияние длительности фронта импульса напряжения на амплитуду пучка убегающих электронов и на генерацию рентгеновского излучения при атмосферном давлении азота и воздуха. Предложено обобщение критерия реализации режима просвиста на случай неоднородного поля. Показано, что при сокращении фронта импульса напряжения увеличивается максимальная энергия электронов и амплитуда тока пучка. Установлено, что наибольшие амплитуды тока пучка убегающих электронов реализуются при определенном радиусе кривизны катода. Максимальная энергия электронов пучка возрастает при увеличении радиуса кривизны относительно оптимального для наибольших амплитуд тока пучка. В неоднородном поле критическое электрическое поле, при котором начинается убежание значительного числа электронов, более чем на порядок меньше, чем в однородном электрическом поле.

Введение

Изучению генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в воздухе атмосферного давления и других газах в последние годы уделяется большое внимание (см., например, работы [1–20] и ссылки в них). Электроны с высокой энергией и рентгеновское излучение при импульсных разрядах в газах атмосферного давления зарегистрированы при различных амплитудах и длительностях фронта импульса напряжения. Генерация убегающих электронов и рентгеновских квантов в неоднородном электрическом поле оказывает существенное влияние на пробой промежутка и пространственные формы разряда [21]. Рентгеновское излучение из промежутка зарегистрировано при отрицательной [7–16,19,20] и положительной [17,22] полярности электрода с малым радиусом кривизны. Пучок убегающих электронов получен за анодом из фольги при давлении гелия 1.5 МПа, азота 0.5 МПа, ксенона и элегаза 0.2 МПа [8]. Выявлен ряд закономерностей при генерации пучков убегающих электронов. В частности, показано, что при прочих равных условиях амплитуда сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП) возрастает при увеличении напряжения на промежутке [23]. Длительность импульса СЛЭП на полувысоте при малых напряжениях генератора (~ 25 kV) увеличивается [24]. Однако результаты, которые приводятся в различных работах, могут существенно различаться. Это обусловлено значительным влиянием конкретных экспериментальных условий на параметры СЛЭП. Например, число убегающих электронов за фольгой газового диода при использовании одинакового обострительного разрядника Р-43 в работе [25] составило $6 \cdot 10^8$, а в работе [20], — $5 \cdot 10^{10}$ электронов. В настоящее

время нет комплексной теоретической модели, которая объясняет условия генерации убегающих электронов и их параметры в различных экспериментальных условиях. Моделирование процессов, которое проводилось в работах [1,7,9,14,26–29], было основано на упрощенных моделях либо проводилось под конкретные экспериментальные условия. Высказываются различные точки зрения на механизм генерации убегающих электронов и рентгеновского излучения [1,7–20,22–31]. Все это связано со сложностью процессов в газовых диодах при повышенных давлениях и субнаносекундной длительностью импульса пучка убегающих электронов.

Цель настоящей работы — теоретически и экспериментально исследовать влияние длительности фронта импульса напряжения и геометрии катода на энергию и число убегающих электронов в азоте и воздухе атмосферного давления. Данная работа продолжает исследования начатые в [1,7,27,28].

1. Моделирование динамики движения быстрых электронов в неоднородном электрическом поле

Использованная модель

Для выявления того, как влияют на распределение быстрых электронов крутизна и амплитуда напряжения, а также форма катода, было проведено моделирование движения и размножения наиболее быстрых электронов лавины. Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией распределенной по Пуассону со

средним значением ε_0 (обычно выбиралось значение $\varepsilon_0 = 0.2 \text{ eV}$). На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Взаимодействие электронов друг с другом не учитывалось.

Для моделирования быстрых электронов невозможно использовать непосредственно расчеты, аналогичные тем, которые подытожены в обзорах [1–6]. Дело в том, что быстрые электроны составляют малую долю от всех рожденных в лавине электронов, а за всеми рожденными электронами проследить невозможно. Поэтому в данной работе был применен тот же прием, что и в работах [32–34] (см. также [7], стр. 102). Он состоял в том, что прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов.

Конкретнее, в процессе моделирования отслеживалось общее число электронов n . Если это число на некотором временном шаге превышало заданное значение n_{\max} , то выполнялась процедура отбрасывания части медленных электронов так, чтобы число оставшихся было равно заданному значению n_{\min} . Оставлялись электроны с максимальными значениями проекции импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля l_1 , энергии ε_1 и импульса p_1 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам $F_{1p}(p_x)$. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние значения координаты l_2 , энергии ε_2 и импульса p_2 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем электронам в группе самых быстрых электронов $F_{2p}(p_x)$. Далее рассматривалось движение и размножение этих, самых быстрых, электронов поля $n < n_{\max}$.

В отличие от работ [32–34] здесь моделировалось движение электронов в неоднородном поле. Считалось, что частицы двигаются между обкладками сферически или цилиндрически симметричного конденсатора. Ниже приведены результаты для сферически симметричного конденсатора, поскольку такая геометрия лучше соответствует напряженности поля вблизи электрода в форме штыря. Кроме того, в отличие от [32–34], рассматривалось не постоянное поле, а импульс, задаваемый по нескольким временным точкам. Конкретнее, в представленных расчетах временная зависимость потенциала на электроде (на расстоянии от центра катода $r = r_0$, где r_0 — радиус катода) задавалась в виде ступеньки конечной крутизны:

$$U_0(t) = \begin{cases} U_1(t/t_1), & t < t_1, \\ U_1, & t \geq t_1. \end{cases}$$

Результаты расчетов

Моделирование проводилось для промежутка заполненного азотом атмосферного давления. Азот наиболее близок к воздуху, а моделирование разряда в нем существенно проще.

На рис. 1 приведено распределение по энергии $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ для общего числа электронов при одинаковом напряжении $U_1 = 100 \text{ kV}$, за которыми ведется наблюдение. Отметим, что распределения по энергии группы самых быстрых электронов $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ практически не различаются от $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ в области высоких энергий и поэтому здесь не приводятся. Количество быстрых электронов растет с укорочением фронта импульса t_1 . Например, при напряжении $U_1 = 100 \text{ kV}$ при времени нарастания импульса $t_1 = 0.25 \text{ ns}$ в области энергий $\varepsilon \approx 20 \text{ kV}$ электронов примерно в два раза больше, чем при $t_1 = 0.5 \text{ ns}$, а при $t_1 > 0.5 \text{ ns}$ электроны в этой области практически отсутствуют. Увеличение U_1 , как и следовало ожидать (см. результаты эксперимента в [8,23]), приводит к увеличению числа быстрых электронов. Из модели также следует увеличение максимальной энергии быстрых электронов с возрастанием U_1 .

Повышение количества высокоэнергетичных электронов с увеличением крутизны фронта объясняется тем, что при коротком фронте электрон набирает энергию вблизи катода, а при пологом фронте — на значительном расстоянии от катода, где поле существенно меньше. Отметим, что о влиянии фронта импульса напряжения на характер кривых ослабления было отмечено в первой работе [30], где сообщалось о регистрации пучка убегающих электронов за фольгой.

Энергия даже наиболее быстрых электронов при коротких импульсах $t_1 = 0.005 \text{ ns}$ не достигает предельной величины eU_1 . Это связано с торможением электронов о газ, в частности, с лобовыми столкновениями, роль которых установлена в [32–34]. Лобовые столкновения

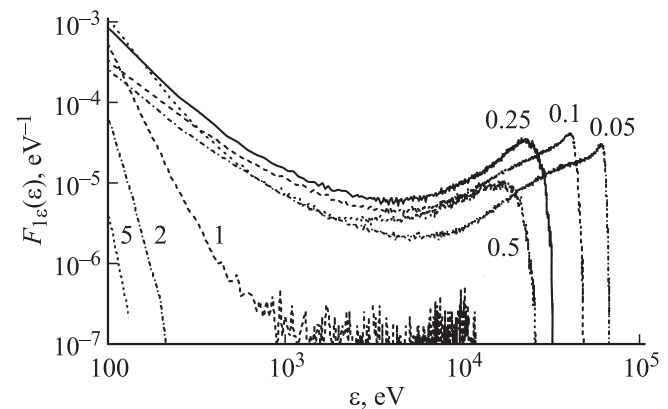


Рис. 1. Распределения быстрых электронов лавины по энергии ε для различных значений времени нарастания напряжения t_1 (ns) и амплитуды импульса напряжения $U_1 = 100 \text{ kV}$. Плотность молекул азота $N = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, радиус катода $r_0 = 1 \text{ mm}$, $n_{\max} = 2000$, $n_{\min} = 1000$. Распределения нормированы на единицу $\int F_{1\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = 1$.

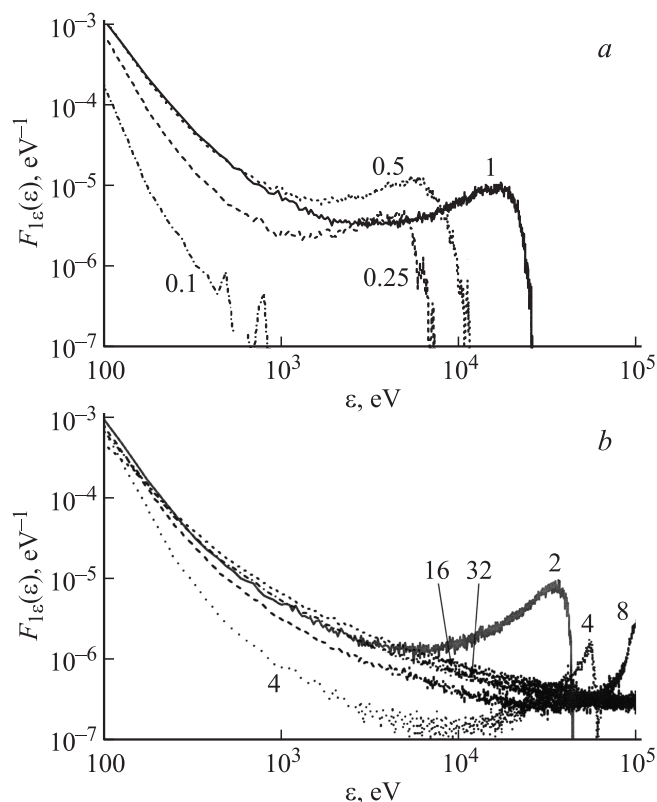


Рис. 2. Распределения быстрых электронов лавины по энергии ε для различных значений радиуса катода r_0 (mm) при $t_1 = 0.5$ ns, $U_1 = 100$ kV. Параметры те же, что и для рис. 1. Распределения нормированы на единицу $\int F_{1\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = 1$.

приводят к тому, что распределения электронов по проекции импульса на направление поля у общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение $F_{1p}(p_x)$, близко к симметричному (подробнее см. [32,34]). Наличие большого числа электронов с отрицательной проекцией импульса на направление поля говорит о большой роли лобовых столкновений. Лобовые столкновения и приводят к наблюдающемуся излучению рентгеновских квантов из газового объема [32,34].

Зависимость распределения электронов по энергиям от радиуса катода r_0 иллюстрирует рис. 2. Видно, что количество быстрых электронов в жестком „хвосте“ имеет максимум при некотором значении r_0 . При дальнейшем росте r_0 увеличивается максимальная энергия, приобретаемая быстрыми электронами, но уменьшается их количество. Это связано с более пологим пространственным распределением поля при больших значениях r_0 . При пологом поле на фронте импульса электроны успевают набрать большую энергию.

Формирование пучка убегающих электронов с энергией выше eU_1 и генерация рентгеновского излучения с соответствующей энергией могут происходить за счет усиления электрического поля по мере распространения в промежутке волны размножения электронов фона [35] (см. также [7], стр. 102) либо за счет кулоновского взаимодействия электронов пучка [36–38].

2. Экспериментальная аппаратура и методики

Экспериментальные исследования были проведены с использованием двух импульсных генераторов, которые подключались к газонаполненным диодам, заполненным воздухом атмосферного давления. Применение различных генераторов позволяло изменять условия эксперимента, а за счет флуктуаций при срабатывании обострительного разрядника Р-43 изменять амплитуду и длительность фронта импульса напряжения. Конструкция газовых диодов была подобной, они имели один электрод с малым радиусом кривизны и плоский второй. Различия заключались в величине межэлектродного промежутка и в радиусе кривизны электрода и его форме. Межэлектродный зазор мог изменяться от 0 до 16 mm. Импульсы высокого напряжения подавались как на электрод с малым радиусом кривизны, так и на электрод с плоской поверхностью. В качестве потенциального электрода использовались стальная игла, трубка диаметром 6 mm из стальной фольги толщиной 100 μ m или стальной шар диаметром 9.5 mm. Пучок электронов, или рентгеновское излучение, выводился через Al фольгу толщиной 15 μ m.

Конструкция газового диода и генератора СЛЭП-150 показана на рис. 3 [8,20]. В генераторе энергия запасалась в высоковольтной линии, образованной корпусом обострительного разрядника Р-43 и корпусом генератора из трубы с внутренним диаметром 68 mm. Высоковольтная линия имела волновое сопротивление $\sim 30 \Omega$. Амплитуда импульса напряжения, при котором срабатывал обострительный разрядник генератора, составляла ~ 160 kV. На выходе генератора устанавливалась передающая линия с волновым сопротивлением 100 Ω , заполненная трансформаторным маслом. При срабатывании обострительного разрядника наблюдались флуктуации амплитуды и фронта импульса напряжения. Поэтому при обработке результатов в данной работе

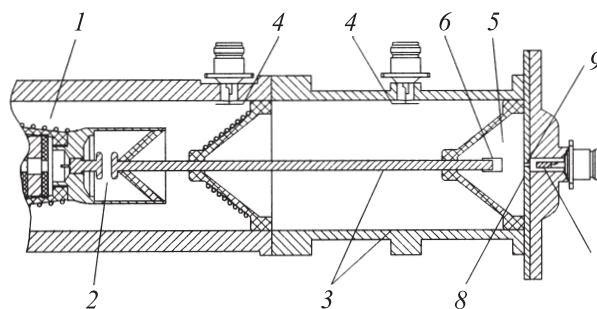


Рис. 3. Конструкция выходной части генератора СЛЭП-150 с газовым диодом, передающей линией и коллектором: 1 — генератор, 2 — обострительный разрядник, 3 — передающая линия, 4 — емкостные делители для измерения напряжений, 5 — газовый диод, 6 — трубчатый катод из фольги диаметром 6 mm, 7 — коллектор с диаметром приемной части 3 mm, 8 — фольга, 9 — диафрагма.

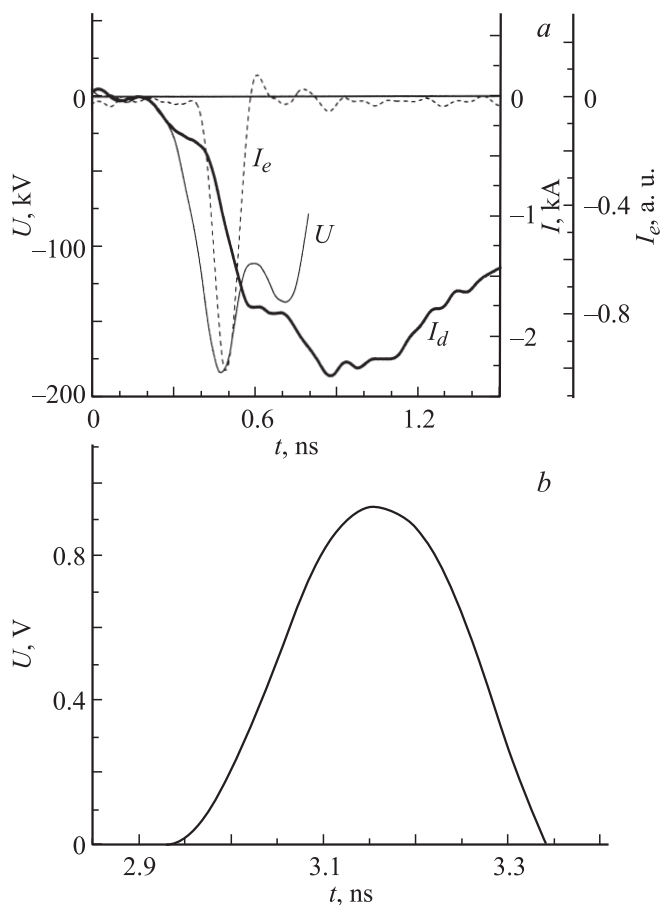


Рис. 4. Осциллограммы напряжения на промежутке U , тока электронного пучка за фольгой I_e тока разряда I_d (а) и импульса рентгеновского излучения (б). Трубочный катод диаметром 6 мм, межэлектродный зазор 12 мм, генератор СЛЭП-150.

проводилась выборка импульсов с одинаковой амплитудой падающей волны напряжения в передающей линии, обычно ~ 140 kV. При этом длительность импульса напряжения на полувысоте в передающей линии генератора при согласованной нагрузке равнялась ~ 1 ns, а его фронт ~ 0.3 ns. Для регистрации импульсов напряжения использовались два емкостных делителя, установленных на расстоянии 62 и 155 мм от анода. Это позволяло регистрировать падающую и отраженную волны напряжения, а также восстанавливать напряжение на промежутке во время генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка. Осциллограммы импульсов напряжения на промежутке, тока разряда и СЛЭП, приведены на рис. 4, а. Видно, что генерация СЛЭП приводит к спаду напряжения на промежутке.

В установке № 2 применялся генератор наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА [8,27,28]. Генератор импульсов формировал импульсы напряжения с амплитудой 150 kV (напряжение холостого хода при высокоомной нагрузке). Длительность импульса напряжения на полувысоте составля-

ла 1.5 ns в согласованном режиме и изменялась в зависимости от нагрузки. Длительность фронта импульса напряжения на выходе из генератора была менее 1 ns. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 μ m. Внутренний диаметр камеры равнялся 160 мм, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоским медным электродом, в центре которого устанавливалась Al фольга. Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно длиной 11 см и шириной 5 см, которое могло закрываться алюминиевой фольгой.

Ток пучка электронов за фольгой регистрировался с помощью коллекторов, диаметр приемной части которых составлял 3, 5 или 20 мм. Это позволило регистрировать импульсы тока пучка с длительностью на полувысоте 0.1 ns [8]. Амплитуда полного тока пучка определялась из измерений суммарного заряда электронов с коллектора.

Для регистрации импульсов напряжения на установке № 1 использовались емкостные делители напряжения. Ток разряда регистрировался с помощью шунта, собранного из пленочных чир-резисторов. Для измерения сигналов с емкостных делителей, шунта и коллектора использовался цифровой осциллограф DPO70604 (6 GHz, 25GS/s) или TDS6604 (6 GHz, 20GS/s). Для соединения датчиков с осциллографом применялись широкополосные коаксиальные кабели и аттенюаторы 142-NM фирмы Varth Electronics. Разрешение системы регистрации составляло 0.1 ns.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметров Atgow-Tech, Inc. (Model 138), чувствительность которых к излучению с энергией квантов 16 keV составляла 80% от максимальной. В области энергий от 30 до 1000 keV дозиметр имел максимальную чувствительность. Дозиметр устанавливался на расстоянии 1 см от плоскости фольги перпендикулярно оси катода. Кроме того, пучок электронов и рентгеновское излучение фиксировались по засветке пленки РФ-3 ($S = 1300 \text{ P}^{-1}$), которая помещалась в черную бумагу толщиной $\sim 100 \mu$ m и располагалась с торца газового диода на поверхности фольги. Форма импульсов рентгеновского излучения и их относительная амплитуда регистрировались с помощью алмазного детектора компании AASC (США). Полученная осциллограмма импульса рентгеновского излучения приведена на рис. 4, б.

Отметим, что чувствительность фотопленки и алмазного детектора к электронам тока пучка существенно больше, чем к рентгеновскому излучению. Это обстоятельство учитывалось при проведении экспериментов. Энергетический спектр убегающих электронов и рентгеновского излучения оценивался по его ослаблению после прохождения фильтров, изготовленных из алюминиевой или медной фольги различной толщины. Интегральная картина свечения разряда фотографировалась через сетку или окно пленочным фотоаппаратом ЗЕНИТ или цифровым фотоаппаратом Olympus Camedia C-2010 Z.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Влияние длительности фронта импульса напряжения на амплитуду тока пучка иллюстрирует рис. 5. Данный эксперимент проводился при использовании трубчатого катода диаметром 6 mm из фольги толщиной 100 μm . Ток пучка уменьшился более чем на порядок при увеличении длительности фронта импульса от 300 до 850 ps. Как уже отмечалось, при срабатывании разрядника Р-43 у части импульсов фронт увеличивался. Для построения зависимости на рис. 5, были отобраны импульсы напряжения с одинаковой амплитудой на промежутке (~ 150 kV) и разным фронтом.

Влияние длительности фронта импульса напряжения на максимальную энергию электронов определялось по ослаблению тока пучка фильтрами. При увеличении толщины фильтра из алюминия до 100 μm ток пучка при длительности фронта импульса ~ 1000 ps переставал регистрироваться, тогда как при длительности фронта импульса ~ 300 ps ток пучка фиксировался при одинаковых коллекторах и чувствительности системы регистрации и за фильтром из алюминия толщиной более 200 μm (рис. 6). Таким образом, и результаты моделирования, и результат эксперимента показывают, что при сокращении фронта импульса напряжения амплитуда СЛЭП и максимальная энергия электронов возрастают. Из расчетов (рис. 1) также следует, что при фронте импульса 1 ns и короче наблюдается резкое увеличение числа электронов с энергией ~ 1 keV и больше. Данное изменение спектра авторы не могли подробно исследовать экспериментально, поскольку в экспериментах регистрировался ток пучка за фольгой, а для преодоления фольги из алюминия толщиной 15 μm электроны должны иметь энергию более 40 keV.

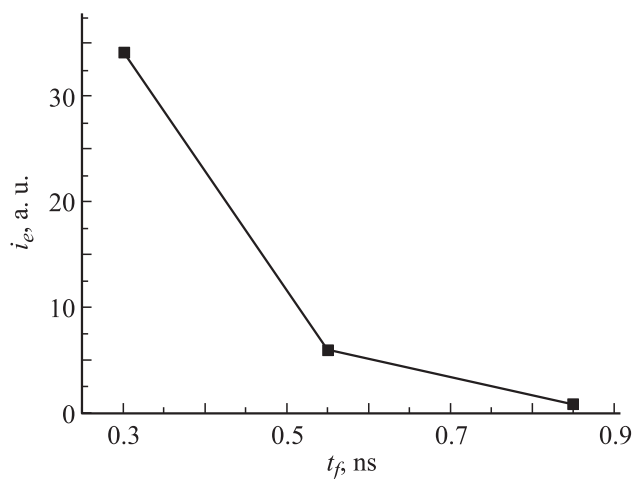


Рис. 5. Зависимость амплитуды СЛЭП от длительности фронта импульса напряжения при амплитуде $U \sim 150$ kV. Трубчатый катод диаметром 6 mm, межэлектродный зазор 12 mm, генератор СЛЭП-150.

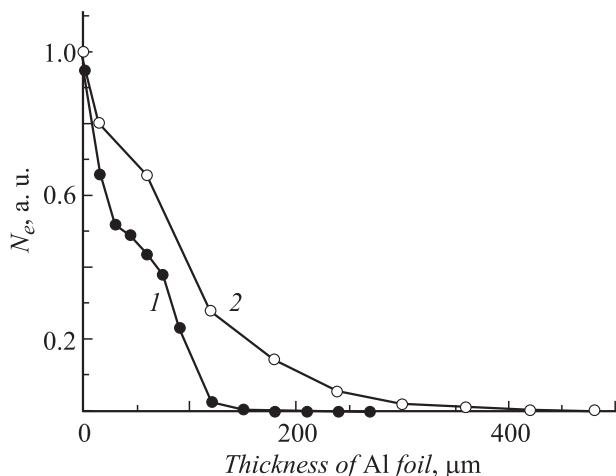


Рис. 6. Кривые ослабления электронного пучка при катоде из трубки 1 и виде шара 2.

При пологом фронте импульса напряжения в наших работах [24,28], а также в работах других авторов [10,13,14] наблюдались как генерация убегающих электронов, так и их отсутствие. Например, в [10] при амплитуде импульса напряжения ~ 1 MV и фронте импульса 1 μs генерация убегающих электронов, фиксируемая по рентгеновскому излучению, наблюдалась только в 68% импульсов. Отметим, что при пологом фронте генерация СЛЭП или рентгеновского излучения в ряде экспериментальных условий [10,28] не приводила к существенному уменьшению напряжения на промежутке. По-видимому, в этих условиях генерация убегающих электронов происходит на фронте стримера, приход которого на анод не вызывает пробоя промежутка.

Для определения влияния формы катода на ток пучка и энергию электронов были измерены амплитуды тока пучка за Al фольгой толщиной 15 μm и определены кривые ослабления для трех катодов. Сравнивались параметры СЛЭП с катодом в виде иглы, трубчатым катодом диаметром 6 mm из стальной фольги толщиной 100 μm и катода в виде шара диаметром 9.5 mm. Амплитуды тока пучка составили 3, 10 и 7 А соответственно, т.е. подтвердили наличие оптимума в радиусе кривизны катода (см. рис. 2). Уменьшение радиуса кривизны катода, как это следовало и из расчета, привело к существенному уменьшению энергии электронов. Так, при катоде в виде иглы амплитуда тока пучка за фильтром из алюминия толщиной 10 μm уменьшилась в три раза, а за фильтром из алюминия толщиной 20 μm — в пять раз. За фильтром 40 μm ток пучка перестал регистрироваться. На рис. 6 приведены кривые ослабления для трубчатого катода и для катода в виде шара. Видно, что для трубчатого катода ток пучка уменьшается за фильтром из алюминия толщиной 40 μm всего на $\sim 50\%$, а для катода в виде шара — на $\sim 30\%$. Кроме того, с катодом в виде шара пучок электронов регистрировался при толщине фильтра более 450 μm (рис. 6). Однако наибольшие

токи амплитуды тока пучка в этих условиях были получены с трубчатым катодом. Таким образом, расчеты и эксперимент показывают одинаковые тенденции при изменении радиуса кривизны катода.

4. О критерии убегания электронов

Случай однородного поля

Понятие коэффициента размножения электронов в газе, находящемся в электрическом поле (коэффициент Таунсенда), как показано в [1–5,7], не теряет смысл даже в очень сильных полях (т.е. в полях, при которых энергия, набираемая любым электроном в ходе движения от одного акта ионизации до другого, превышает энергию, теряемую им в столкновениях).

В работах [1,2,5–7] для определения момента времени генерации СЛЭП использовался критерий убегания для однородного электрического поля, а именно в отличие от обычно принятого подхода [39–41] сделан вывод, что убегающие электроны в газе начинают преобладать (реализуется режим просвиста) в том случае, когда расстояние между электродами d становится сравнимым с характерной длиной размножения, т.е. обратным коэффициентом Таунсенда α_i^{-1} . Соответственно критерий, определяющий граничное (критическое) значение напряженности поля E_{cr} имеет вид:

$$\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1. \quad (1)$$

Модель, описанная в разд. 1 (см. подробнее [7]), позволяет определить, при какой напряженности электрического поля появляются первые быстрые электроны. На рис. 7 приведены зависимости скорости и энергии быстрых электронов от напряженности электрического поля. Видно, что некоторая часть электронов переходит в режим убегания при очень малом значении параметра $E/p \sim 17 \text{ kV/cm MPa}$. Значение E/p существенно меньше, чем значения критического E/p для убегания значительной части электронов в однородном электрическом поле [1]. Из этого следует вывод, который не обсуждался ранее в [1,7]. В условиях неоднородного электрического поля часть электронов переходит в режим убегания при сравнительно малых напряжениях на фронте импульса. Это происходит в прикатодной области, где реализуется максимальная концентрация электрического поля, причем в этой области высокие электрические поля могут достигаться как за счет микронеоднородностей на катоде, так и избыточного отрицательного заряда на фронте волны размножения электронов фона. Соответственно убегание электронов может происходить не только в момент приближения фронта волны размножения электронов фона к аноду (1), а и при движении ее от катода к аноду.

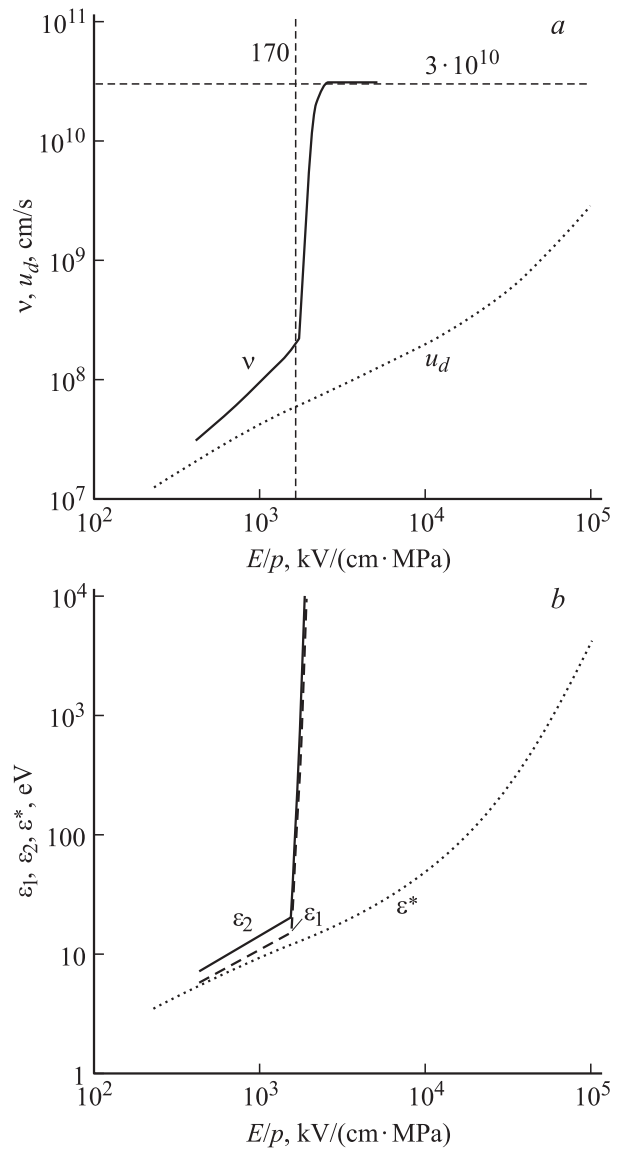


Рис. 7. Зависимость установившихся средних значений скорости движения быстрых электронов $v = v_1 \approx v_2$ (a) и установившихся значений средней энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ (b) для азота от приведенной напряженности поля E/p . u_d — дрейфовая скорость электронов лавины; ε^* — средняя энергия электронов лавины.

Случай неоднородного поля

В малой окрестности произвольной точки поле можно считать однородным. В этой окрестности должно быть справедливо описанное выше рассмотрение, необходимо только, чтобы размер этой окрестности превышал обратный коэффициент Таунсенда для значения поля в этой окрестности.

Возможная модификация условия (1). В одномерной геометрии (однородное поле) таунсендовский режим размножения электронов соответствует экспоненциальному росту числа электронов в зависимости от координаты x , отсчитываемой вдоль направления поля. На

меньших расстояниях реализуется режим просвиста, т.е. условие (1) можно интерпретировать как условие достижения числом электронов максимума как функции x , т.е. обращения в ноль производной от числа электронов по x .

При рассмотрении размеров, превышающих размеры области неоднородности, ионизационно-дрейфовые характеристики газа меняются в зависимости от изменения поля. В стационарном случае уравнение непрерывности для электронов будет иметь вид

$$\operatorname{div}(n_e u) = v_i n_e,$$

где n_e — концентрация электронов, v_i — частота ионизации электронов, u — средняя скорость электронов. В плоской ($n = 0$), цилиндрической ($n = 1$) и сферической ($n = 2$) геометриях данное уравнение будет иметь вид

$$\frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n n_e u) = -v_i n_e,$$

соответственно для цилиндрической (сферической) геометрии входящие в уравнение величины приобретают зависимость от расстояния до оси симметрии (центра симметрии) r . Считая, что в рассматриваемом приближении правомерно использование коэффициента Таунсенда, получим

$$\frac{1}{r^n n_e u} \frac{\partial}{\partial r} (r^n n_e u) = -\frac{v_i}{u} = -\alpha$$

или

$$\frac{\partial}{\partial r} \ln(r^n n_e u) = -\alpha,$$

$$\ln(r^n n_e u) = -\int \alpha dr.$$

Экстремум числа электронов определяется условием $(n_e r^n)' = 0$, т.е.

$$\frac{u'}{u} = -\alpha, \quad (2)$$

$$u = \mu E,$$

где μ — подвижность

$$\mu = \frac{e}{mv},$$

где v — частота столкновений электронов, зависящая в свою очередь от энергии электронов T , E — напряженность электрического поля, e — заряд, m — масса электрона. Условие (2) приводит к соотношению

$$\frac{E'}{E} - \frac{v'}{v} = -\alpha.$$

При зависимости напряженности электрического поля

$$E \propto \frac{1}{r^n}$$

в начальные моменты развития разряда, когда образующая плазма еще не влияет на внешнее поле, имеем

$$n = r \left(\alpha - \frac{v'}{v} \right). \quad (3)$$

Видно, что в одномерной геометрии ($n = 0$, производную от частоты ионизации можно оценить как $v' \approx v/d$) и условие (3) переходит в условие (1). Для выявления условия генерации убегающих электронов в неоднородном случае необходимо дальнейшее исследование условия (3) и следствий, к которым оно приводит.

Отметим, что возрастание энергии убегающих электронов в прикатодной области впервые было показано в результате моделирования в работе [26]. В гелии при атмосферном давлении, трубчатом катоде, межэлектродном зазоре 15 мм и амплитуде импульса напряжения 150 кВ заметная часть электронов перешла в режим убегания на расстоянии от катода 2 мм. Позднее подобный результат был получен при моделировании разряда в азоте [29] (см. также [42]), но амплитуда пучка получалась существенно меньшей по сравнению с экспериментальными данными. Результаты моделирования на рис. 7 с учетом результатов работ [26, 29, 42] показывают, что генерация быстрых электронов не только обеспечивает предынизацию промежутка перед фронтом волны размножения электронов фона, но и приводит к появлению электронов, которые достигают анода и дают вклад в амплитуду СЛЭП.

Заключение

В данной работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в воздухе атмосферного давления. Изучались разряды в промежутках с неоднородным распределением электрического поля. Показано, что в зависимости от фронта импульса напряжения и геометрии катода изменяются число быстрых электронов и их распределение по энергиям. Моделирование распространения быстрых электронов лавины в неоднородном нестационарном электрическом поле показывает, что с уменьшением скорости нарастания напряжения на промежутке начиная с некоторых значений dU/dt число быстрых электронов и их энергия резко уменьшается. Подтверждено, что при генерации пучка электронов на плоской части импульса напряжения или на пологом фронте генерация убегающих электронов может происходить при частичных разрядах, не приводящих к спаду напряжения на промежутке. В данных условиях зарегистрировать пучок электронов и рентгеновское излучение было труднее, чем при росте проводимости. Предложено обобщение критерия реализации режима просвиста на случай неоднородного поля.

Экспериментальная часть работы (А.Г. Бураченко, И.Д. Костыря, В.Ф. Тарасенко) выполнена при финансо-

вой поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (г/к № 02.740.11.0562).

Список литературы

- [1] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] *Tkachev A.N., Yakovkenko S.I.* // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. Vol. 2. N 4. P. 579–635. (www.cesj.com/physics.html).
- [3] *Tarasenko V.F., Yakovkenko S.I.* // Physica Scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [4] *Tarasenko V.F., Yakovkenko S.I.* // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [5] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2006, Т. 176. С. 793–796.
- [6] *Yakovkenko S.I.* // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N. 3. P. 403–426.
- [7] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Под ред. С.И. Яковленко. Тр. ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63.
- [8] *Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., and Rybka D.V.* // Plasma Devices and Operation. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267.
- [9] *Chaparro J.E., Justis W., Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber A.A.* // IEEE Trans. of Plasma Sci. 2008. Vol. 36. N 5. P. 2505–2511.
- [10] *Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Larauld V., Uman M.A., and Rakov V.A.* // J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. ND23207. 12 p.
- [11] *Tarasenko V.F., Baksht E.H., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., and Rybka D.V.* // Laser and Particle Beams. 2008. Vol. 26. N 4. P. 605–617.
- [12] *Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80.
- [13] *Репин П.Б., Репьев А.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [14] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 9. С. 37–43.
- [15] *Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., and Rybka D.V.* // IEEE Transact. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. N 6. P. 832–838.
- [16] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 21. С. 79–87.
- [17] *Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., van Heesch E.J.M. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 025 202.
- [18] *Тарасенко В.Ф., Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Рыбка Д.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 51–59.
- [19] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 111–117.
- [20] *Костыря И.Д., Бакиит Е.Х., Тарасенко В.Ф.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [21] *Voichenko A.M.* // Laser Beams: Theory, Properties and Applications NY, USA: Nova Science Publishers, 2011.
- [22] *Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. № 1. С. 72.
- [23] *Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 4. С. 141–143.
- [24] *Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 1. С. 98–103.
- [25] *Бабич Л.П., Лойко Т.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 3. С. 287.
- [26] *Jiang W., Yatsui K., Orlovskii V.M., and Tarasenko V.F.* // Proc. of Int. Conf. BEAMS-2004. Saint-Petersburg, 2005. P. 174–177.
- [27] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 64–69.
- [28] *Братчиков В.В., Гагаринов К.А., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 34.
- [29] *Шкляев В.А., Рыжков В.В.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 21. С. 79–87.
- [30] *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 564–268.
- [31] *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 11. С. 1177–1199.
- [32] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН № 10. С. 8–19.
- [33] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН № 10. С. 29–39.
- [34] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 12. С. 68–72.
- [35] *Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 8. С. 15–19.
- [36] *Бойченко А.М.* // Кр. сообщ. по физике (ФИАН). 2009. № 10. С. 3–8.
- [37] *Baksht E.Kh., Voichenko A.M., Tarasenko V.F.* // Physics of Wave Phenomena. 2010. Vol. 18. N 1. P. 44–50.
- [38] *Бойченко А.М.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 3. С. 1–4.
- [39] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [40] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
- [41] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
- [42] *Гришков А.А., Артемов К.П., Беломытцев С.Я., Рыжков В.В., Турчановский И.Ю., Шкляев В.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 846–851.